

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

B.2

ETUDE
DE L'EMISSION ELECTRONIQUE SECONDAIRE
DE QUELQUES MATERIAUX PIEZOELECTRIQUES
APPLICATION
A LA VISUALISATION ULTRASONORE

par

Jean MARINI

SOUS-DIRECTION DE LA METALLURGIE

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

Rapport CEA-R-3891

1969

Ma*

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DU C.E.A

C.E.N.-SACLAY B.P. n°2, 91-GIF-sur-YVETTE-France ■

CEA-R-3891 - MARINI Jean

ETUDE DE L'EMISSION ELECTRONIQUE SECONDAIRE DE
QUELQUES MATERIAUX PIEZOELECTRIQUES : APPLICA-
TION A LA VISUALISATION ULTRASONORE

Sommaire. - Les méthodes qui permettent de visualiser des images acoustiques trouvent à l'heure actuelle un grand intérêt dans le domaine du contrôle non destructif comme dans celui de la détection sous-marine.

De manière à effectuer certains calculs sur le fonctionnement d'une caméra ultrasons, il a été nécessaire d'étudier l'émission électronique secondaire de quelques matériaux piézoélectriques susceptibles d'être utilisés dans sa construction.

L'émission électronique secondaire des isolants est un phénomène assez complexe et de manière à trouver des

CEA-R-3891 - MARINI Jean

STUDY OF SECONDARY ELECTRONIC EMISSION IN SOME
PIEZO-ELECTRIC MATERIALS : APPLICATION TO ULTRA-
SONIC VISUALIZATION

Summary. - Methods allowing the visualization of acoustic images appear at the moment to be of great interest in the field of non-destructive testing as well as in that of underwater detection.

In order to carry out certain calculations on the operation of an ultrasonic cine-camera, it has been necessary to study the secondary electron emission of some piezo-electric materials liable to be incorporated into the equipment.

The secondary electron emission of insulators is a rather complex phenomenon ; in order to find a rational

./.

explications cohérentes aux observations effectuées, une théorie du spectre énergétique des électrons émis a été élaborée.

Une installation de visualisation ultrasonore a alors été réalisée à partir des données expérimentales de cette étude. Quelques exemples d'images acoustiques visualisées par cette méthode sont également présentées.

1969

170 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

explanation for the observations made, a theory has been developed for the energy spectrum of the emitted electrons.

The experimental results of this work have then been used to build an ultrasonic visualization installation. Some examples of acoustic images which have been visualized are also presented.

1969

170 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

N° D'ORDRE 590

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean MARINI

Ingénieur I.N.S.A.
licencié ès Sciences

ETUDE DE L'EMISSION ELECTRONIQUE SECONDAIRE DE QUELQUES MATERIAUX PIEZOELECTRIQUES : APPLICATION A LA VISUALISATION ULTRASONORE

Soutenue le 10 juillet 1969 devant la Commission d'Examen :

MM. E. PERNOUX	Président
R. GOUTTE	} Examineurs
P. PINARD	
P. THOME	

LYON

1969

- Rapport CEA-R-3891 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Sous-Direction de la Métallurgie
Département de Technologie
Section des Techniques Avancées

ETUDE DE L'EMISSION ELECTRONIQUE SECONDAIRE
DE QUELQUES MATERIAUX PIEZOELECTRIQUES :
APPLICATION A LA VISUALISATION ULTRASONORE

par

Jean MARINI

Ingénieur I.N.S.A.

Thèse pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques

- Octobre 1969 -

NOTATIONS UTILISEES

a	: dimension de la surface balayée par le faisceau d'électrons
B_1	: probabilité que possède un électron secondaire engendré dans un matériau de se déplacer vers la surface
B_2	: probabilité de franchissement de la barrière de surface
c_o	: vitesse de la lumière dans le vide
c	: célérité des ondes acoustiques dans un milieu donné
C_p	: capacité de l'élément piezoélectrique soumis à l'impact du faisceau d'électrons
D	: diamètre d'un transducteur piezoélectrique circulaire
d_{33}	: constante piezoélectrique de transmission
e	: charge de l'électron
e_p	: nombre d'électrons primaires
e_s	: nombre d'électrons secondaires
e_{33}	: constante piezoélectrique
E_i	: champ électrique interne
E_e	: champ électrique externe
E	: énergie des électrons secondaires
E_{max}	: énergie la plus probable du spectre
$f(E)$	: fonction représentant la répartition énergétique des secondaires
$f(v)$	: fonction représentant la répartition énergétique des secondaires
f	: fréquence
F	: distance focale d'une lentille acoustique
I	: intensité acoustique
I_p	: courant primaire
I_s	: courant secondaire
J	: densité de courant
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$	: nombre d'onde
$k_c = k_{33}$	: coefficient de couplage électromécanique
k	: constante de Boltzmann
ℓ	: épaisseur de la pastille piezoélectrique

m	: nombre de trames
n	: nombre de lignes
O	: ouverture de la lentille acoustique
P	: pression acoustique
Q	: coefficient de qualité d'un circuit résonnant
$\mathcal{R}$	: coefficient de réflexion
R	: résistance électrique
S_i	: transconductance de la caméra
S	: surface de l'élément piezoélectrique
$\mathcal{T}$	: coefficient de transmission
μ	: vitesse des particules
$V_{\max}$	: potentiel attaché à l'énergie $E_{\max}$ la plus probable des secondaires
V_c	: potentiel du collecteur
V_p	: potentiel de la cible
V'_p	: potentiel d'équilibre de la cible sous bombardement électronique
z	: abscisse compté positivement dans la direction de propagation d'une onde acoustique
Z	: impédance acoustique
α	: partie du spectre énergétique qui retombe sur la cible
γ_o	: angle de divergence du faisceau d'ultrasons
δ	: coefficient d'émission secondaire
δ'	: coefficient d'émission secondaire apparent
ϵ	: constante diélectrique
ϵ_o	: permittivité diélectrique du vide = $\frac{1}{36 \pi 10^9}$
ϵ_r	: permittivité relative
Φ	: diamètre du faisceau d'électrons d'analyse
μ	: perméabilité magnétique
χ	: compressibilité
ρ	: densité
λ	: longueur d'onde
η	: coefficient d'électrons rétrodiffusés
η_o	: coefficient de viscosité
erf	: fonction d'erreur
Γ	: fonction Eulérienne
J_1	: fonction de Bessel d'ordre 1.

indices :

1 : milieu 1

2 : milieu 2

R : milieu de propagation (milieu rayonnant)

S : sortie (impédance)

b : bruit

Nota :

Tous les calculs sont effectués dans le système M.K.S.A.

Ce travail a été réalisé dans les laboratoires de la Section des Techniques Avancées du Département de Métallurgie au C.E.N. de Saclay.

Je prie Monsieur J.A. STOHR, Chef du Département de Métallurgie et Monsieur J.L. BERNARD, Chef du Service des Eléments Combustibles et Structures de trouver ici l'expression de mes sentiments très reconnaissants.

Monsieur le Professeur E. PERNOUX a bien voulu s'intéresser à cette étude et présider mon jury de thèse. Je l'assure de mes respectueux remerciements.

Je remercie également Monsieur le Professeur R. GOUTTE, d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

C'est Monsieur P. PINARD, Maître de Conférences à l'INSA, qui a suivi mon travail pas à pas, qui m'a fait profiter pleinement de son expérience dans la phase finale de ce travail et m'a permis en me prodiguant ses conseils avec une sympathique bienveillance, de le mener à bien. Je suis heureux de lui exprimer ici ma profonde reconnaissance.

Monsieur P. THOME, Chef de la Section des Techniques Avancées au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay a donné l'idée de cette étude. Qu'il soit assuré de mes sentiments très reconnaissants pour avoir mis à ma disposition le matériel indispensable au développement de ce travail.

Monsieur le Professeur F. DAVOINE, maintenant Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure de la Métallurgie et de l'Industrie des Mines de Nancy, après avoir guidé mes études d'ingénieur, il m'a aidé à définir à son début les grandes lignes de ce travail, et malgré ses multiples occupations, a continué de me faire part de ses suggestions et remarques. Il m'est agréable de lui témoigner ma bien vive gratitude.

Je tiens à remercier tous mes camarades de laboratoire pour leur constante et efficace collaboration et en particulier Messieurs ROULE et BOURGEOIS pour les nombreuses mesures qu'ils ont été amenés à effectuer.

ETUDE DE L'EMISSION ELECTRONIQUE SECONDAIRE DE QUELQUES MATERIAUX PIEZOELECTRIQUES : APPLICATION A LA VISUALISATION ULTRASONORE

INTRODUCTION

Les ondes élastiques de hautes fréquences ou ultrasons se propagent très facilement dans les liquides et les solides, leur vitesse de propagation, ainsi que leur amortissement dépendant du matériau. En première approximation, elles suivent les lois de l'optique et peuvent se réfléchir, se réfracter, être absorbées, etc.. Ces phénomènes sont largement utilisés pour détecter des objets immergés dans des liquides (sonar) ou des irrégularités existant dans la matière (contrôle non destructif de matériaux).

Mais, l'interprétation des signaux reçus sur un écran d'oscilloscope est souvent délicate. C'est pourquoi, des méthodes permettant de visualiser directement une image acoustique sont d'un grand intérêt, l'interprétation étant alors beaucoup plus aisée.

Le dispositif de visualisation que nous appelons caméra à ultrasons permet de traduire sous la forme d'une image lumineuse sur un écran de télévision, une image acoustique, de la même façon qu'un film photographique permet la visualisation d'une image "X" en radiographie.

Il est également possible d'envisager l'utilisation d'une optique acoustique devant la caméra et de visualiser des objets situés à une certaine distance de celle-ci, de même qu'une optique appropriée forme une image lumineuse d'un objet sur une pellicule photographique ou sur la face sensible d'une caméra de prise de vues.

La caméra à ultrasons permet donc en première analyse :

- 1° - le contrôle non destructif interne d'un matériau
- 2° - la visualisation d'objets placés dans des liquides opaques.

Le fonctionnement d'une installation de ce type peut s'analyser à partir du schéma de principe de la figure 1.

Un générateur haute-fréquence de puissance délivre par l'intermédiaire d'un circuit d'adaptation la puissance électrique convenable au transducteur piezoélectrique qui émet un faisceau d'ultrasons.

L'objet à visualiser est placé dans le faisceau d'ultrasons, lequel après passage au travers de l'objet transporte une image latente traduisant l'interaction du faisceau avec les hétérogénéités rencontrées. On considère l'image acoustique, par analogie avec une image lumineuse, comme la répartition de l'intensité acoustique dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation des ondes.

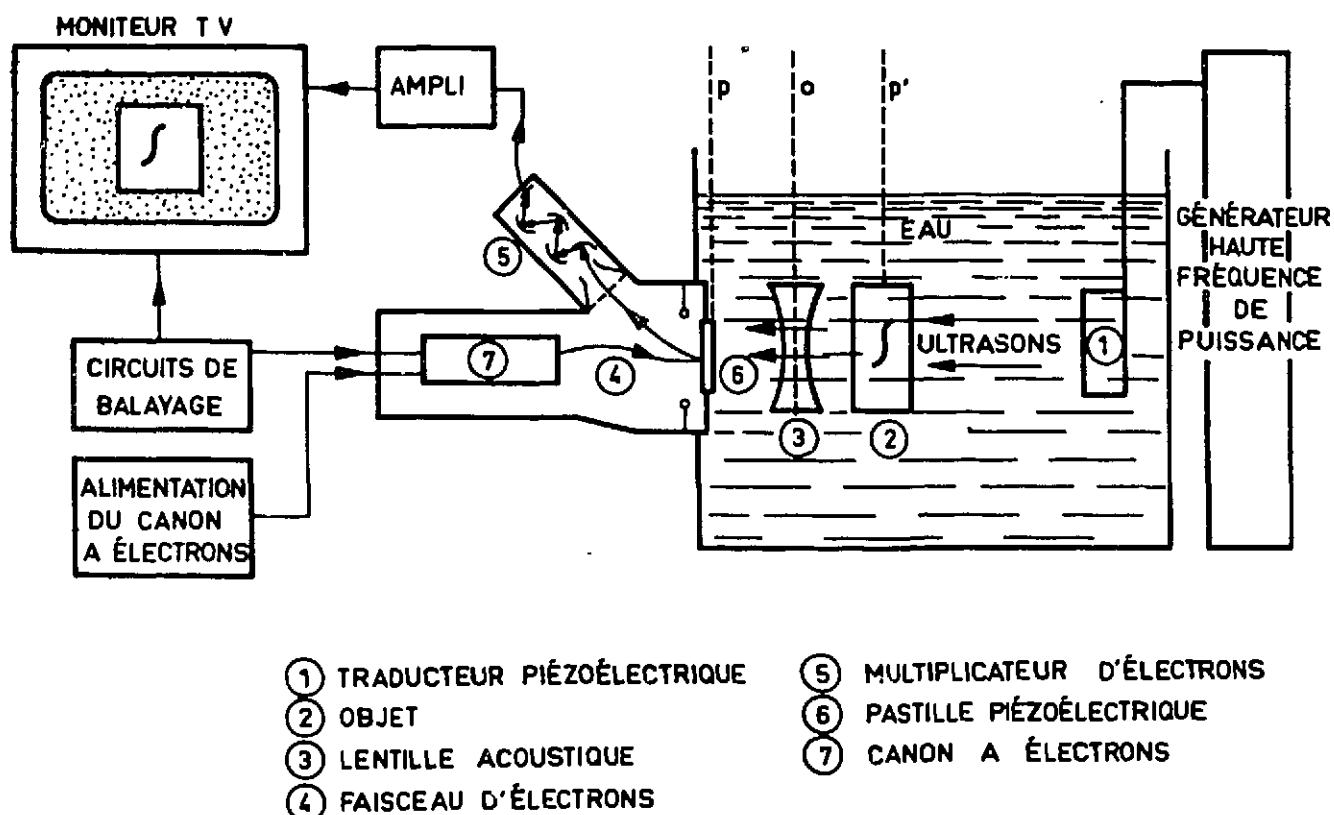


FIG. 1 - Schéma de principe d'une installation de visualisation d'images ultrasonores par caméra à ultrasons.

On peut également former l'image acoustique avec une lentille. Celle-ci donnera dans le plan P de la caméra, l'image d'un objet se trouvant dans le plan conjugué P'. On conçoit ainsi, qu'il soit possible de visualiser un objet immergé dans un liquide opaque.

La caméra à ultrasons retranscrit cette image acoustique en image lumineuse de la manière suivante : La partie antérieure de la caméra est constituée par une pastille piezoélectrique dont la face extérieure est métallisée et mise à la masse.

Aux différences de pressions formant l'image acoustique correspondent sur la face interne de cette pastille des potentiels différents d'un point à un autre. Ce relief de potentiel est analysé par un faisceau d'électrons rapides qui effectue un balayage de cette surface. Les électrons secondaires émis au point d'impact des électrons primaires, influencés par le potentiel local, constituent le courant de retour capté par une électrode collectrice.

Après amplification, le signal vidéo vient moduler le wehnelt d'un moniteur de télévision dont le balayage est synchronisé avec celui du faisceau d'analyse. Sur l'écran cathodique, l'image acoustique est alors visualisée.

On conçoit aisément que l'on peut scinder en deux grandes parties les travaux relatifs au développement de cet appareillage :

- ceux concernant les ultrasons avec pour objectif l'obtention d'une image acoustique vraiment représentative du phénomène que l'on veut mettre en évidence
- ceux relatifs à la traduction de cette image acoustique en image lumineuse, intéressant la caméra et l'électronique qui lui est associée.

Dans des travaux antérieurs, dont nous ferons référence plus loin, nous avons abordé le premier point.

Nous parlerons surtout ici du second et en particulier du mode de formation du signal vidéo de la caméra.

Le principe d'une caméra à ultrasons a été décrit par SOKOLOV [1] [2] dès 1936.

Depuis les années 1950, des études sont en cours aux États-Unis et en URSS. Les premières publications concernant des réalisations expérimentales ont commencé à apparaître vers 1955. Depuis 1960, le nombre de chercheurs s'intéressant au problème s'accroît, et la lecture d'ouvrages spécialisés montre que l'intérêt d'un tel dispositif augmente chaque année.

Aux États-Unis, on peut citer les travaux de JACOBS [3] à [7], BERGER [8] [9], SUCKLING [10] à [15], TURNER [16].

En URSS, PROKHOROV a construit une caméra à électrons rapides [17]. Un important travail a également été réalisé au laboratoire de l'Académie des Sciences de Moscou [18] [19] [20] surtout par SEMENNIKOV.

En Allemagne FREITAG et MARTIN ont effectué quelques recherches [21]. Plus récemment ont été présentées les réalisations étudiées à la Technische Hochschule d'Aix la chapelle [22] [23].

Enfin plusieurs laboratoires aux États-Unis travaillent dans ce domaine à des fins militaires (applications au sonar) et nous ont aimablement transmis certains documents à titre personnels [24]. Nous signalerons aussi qu'une caméra basée sur un principe légèrement différent, a été étudiée en Grande Bretagne par SMYTH, SAYERS et leurs collaborateurs [25] à [30].

Beaucoup de résultats publiés à ce jour n'analysent pas en détail tous les mécanismes mis en jeu et bien qu'un travail théorique important ait été exposé par SEMENNIKOV, aucune théorie complète expliquant le fonctionnement de la caméra n'a véritablement été établie. En effet, ce travail, qui nécessite un matériel important, implique le raccordement de deux techniques très différentes : l'étude des phénomènes ultrasonores et la mise en oeuvre de techniques spécifiques aux tubes électroniques.

Notre recherche a surtout consisté à approfondir les phénomènes d'émission secondaire des cibles isolantes piézoélectriques utilisables pour construire une caméra à ultrasons. Peu de travaux ayant été publiés concernant les isolants, il a d'abord été nécessaire d'étudier un montage et une méthode de mesure adaptés à ces matériaux. Les résultats obtenus ont permis de développer quelques aspects théoriques de l'émission électronique secondaire des isolants et d'améliorer le fonctionnement d'une caméra à ultrasons. Nous décrirons ensuite les réalisations expérimentales et donnerons quelques exemples d'images acoustiques visualisées.

PREMIERE PARTIE

EMISSION SECONDAIRE DES ISOLANTS ET MISE AU POINT D'UN DISPOSITIF DE MESURE ADAPTE A L'ETUDE DE CES MATERIAUX

CHAPITRE I

COMPORTEMENT D'UNE CIBLE ISOLANTE SOUS L'IMPACT D'UN FAISCEAU D'ELECTRONS ETUDE DE LA CHARGE DE SURFACE

I - GENERALITES

La figure 2 montre un dispositif comportant un canon à électrons et une anode collectrice qui capte les électrons secondaires émis par une cible isolante.

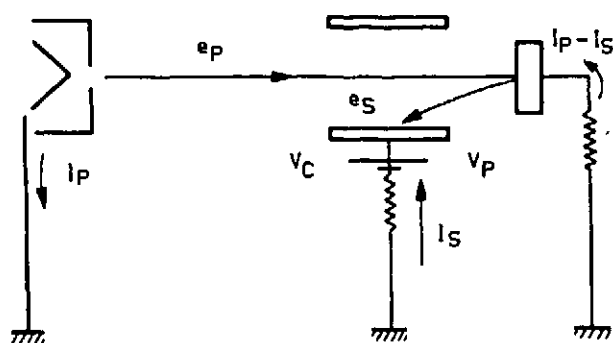


FIG. 2 - Bombardement d'une cible isolante par un faisceau d'électrons.

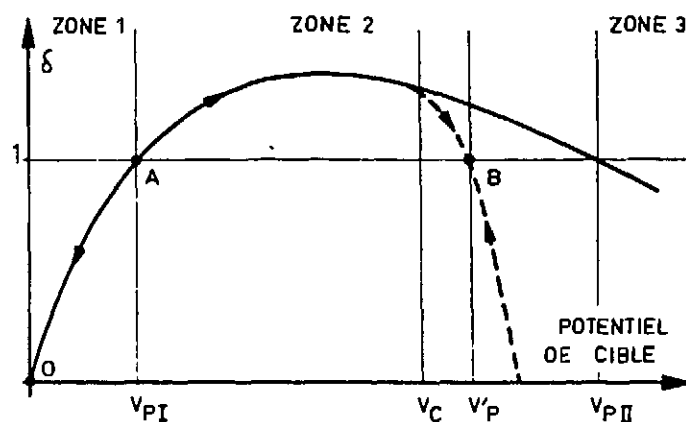


FIG. 3 - Coefficient d'émission secondaire vrai et coefficient apparent.

La variation du coefficient d'émission secondaire $\delta = \frac{I_s}{I_p}$ en fonction de la différence de potentiel V_p entre la cathode émettant les électrons primaires et la cible est représentée figure 3.

Pour un matériau isolant, le potentiel de la cible évolue sous l'effet des charges déposées et dépend de δ et de V_p . Les électrons secondaires sont soumis à l'influence du champ électrique existant entre la cible et l'anode. Tout se passe comme dans une diode dont la tension cathode plaque est $V_c - V_p$.

Autour de V_c , la caractéristique de l'émission secondaire se modifie (courbe en pointillés) et l'on obtient $\delta = 1$ pour une valeur V'_p du potentiel de cible supérieur à V_c de quelques volts.

Sur la figure 3, on remarque qu'il existe deux valeurs V_{pI} et V'_{pII} du potentiel de cible correspondant à un équilibre.

Dans la zone (I) où $V_p < V_{pI}$, le nombre des secondaires étant inférieur aux primaires, la cible se charge négativement ; son potentiel tend alors vers le potentiel de cathode, V_p tend vers zéro.

Dans la zone (II), le nombre des secondaires est supérieur aux primaires, la cible se charge positivement, la différence de potentiel d'accélération augmente et tend vers V'_p .

De même dans la zone (III), la cible se charge négativement V_p tend vers V'_p .

Le point O où $V_p = 0$ est un point d'équilibre stable, la cible est au potentiel de cathode. Le point A où $V_p = V_{pI}$ est un point d'équilibre instable, par contre le point B où $V_p = V_{pII}$ est un point d'équilibre stable. La cible se charge à un potentiel voisin de celui de l'anode collectrice.

On peut donc retenir que lorsqu'un faisceau d'électrons frappe une cible isolante dont le coefficient d'émission secondaire est supérieur à l'unité, le potentiel au point d'impact a tendance à se stabiliser à une valeur légèrement supérieure à celle du collecteur.

La variation de la charge de surface au cours du temps dépend également de la répartition énergétique des secondaires émis, ce que nous allons voir ci-dessous.

II - ETUDE DE LA CHARGE DE SURFACE - EQUATIONS FONDAMENTALES

On considère que les secondaires émis par la cible possèdent un spectre énergétique représenté par la fonction $f(E)$. E étant l'énergie des électrons exprimée en eV. Le nombre d'électrons ayant une énergie comprise entre E et $E + dE$ sera :

$dn_E = f(E) dE$ et le nombre total d'électrons secondaires :

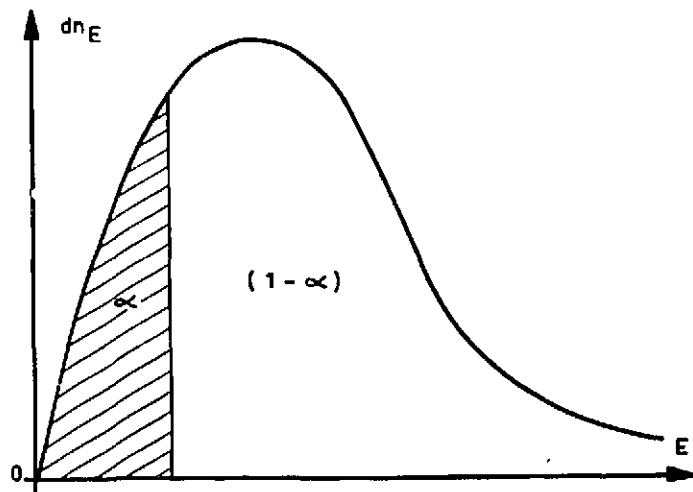


FIG. 4 - Spectre des secondaires.

$$e_s = \int_0^{\infty} f(E) dE$$

Lorsque la différence de potentiel $V_C - V_p$ entre le collecteur et la cible est négative, seuls les électrons ayant une énergie supérieure à $e(V_C - V_p)$ atteindront le collecteur, soit :

$$\int_{e(V_C - V_p)}^{\infty} f(E) dE = (1 - \alpha) e_s, \quad \text{avec :} \quad \alpha = \frac{\int_0^{e(V_C - V_p)} f(E) dE}{\int_0^{\infty} f(E) dE} \quad (1)$$

Le nombre d'électrons e_r recueillis par la cible est :

$$e_r = e_p - e_s (1 - \alpha)$$

$$e_r = e_p [1 - \delta (1 - \alpha)]$$

$$e_r = e_p \left[1 - \delta \left(1 - \frac{\int_0^{e(V_C - V_p)} f(E) dE}{\int_0^{\infty} f(E) dE} \right) \right] \quad (2)$$

En appelant C_p la capacité de l'élément isolant soumis à l'impact du faisceau d'électrons,

$$C_p = \frac{\epsilon S}{\ell} = \frac{\epsilon}{\ell} \frac{\pi \Phi^2}{4}$$

Φ : diamètre du faisceau d'électrons

S et ℓ : surface et épaisseur de l'isolant

ϵ : permittivité diélectrique.

On a également $C_p \frac{dV_p}{dt} = +i_r = -e e_r = C_p \frac{d(V_p - V_c)}{dt}$

En tenant compte de l'expression (2), il vient :

$$\frac{d(V_c - V_p)}{dt} = \frac{i_p}{C_p} \left[1 - \delta \left(1 - \frac{\int_0^{e(V_c - V_p)} f(E) dE}{\int_0^\infty f(E) dE} \right) \right] \quad (3)$$

Cette équation représente la variation de la différence de potentiel entre le collecteur et l'échantillon. Le potentiel V_c du collecteur étant fixé, elle donne donc la variation du potentiel de surface de la cible isolante.

La résolution de cette équation est difficile. Néanmoins dans certains cas, il est possible d'arriver à un résultat si l'on donne à $f(E)$ une représentation mathématique simple.

On peut par contre déterminer aisément une expression donnant la différence de potentiel à la stabilisation puisque, dans ce cas

$$\frac{d(V_c - V_p)}{dt} = 0$$

l'équation (3) peut alors s'écrire :

$$\frac{\int_0^{e(V_c - V'_p)} f(E) dE}{\int_0^\infty f(E) dE} = \frac{-\delta - 1}{\delta} \quad (4)$$

V'_p : potentiel de stabilisation de la cible.

Le rapport entre le nombre d'électrons secondaires retombant sur la cible et le nombre total des secondaires émis est égal à $(1 - \frac{1}{\delta})$ lorsque l'on a atteint la stabilisation.

Si $\delta = 1$, tous les secondaires quittent la cible et le potentiel de stabilisation de celle-ci est égal à celui du collecteur. Si δ est supérieur à 1, le potentiel de stabilisation de la cible est supérieur de la valeur $(V'_p - V_c)$ à celui de la collectrice V_c .

III - VARIATION DU POTENTIEL DE SURFACE EN FONCTION DU TEMPS - ETUDE SIMPLIFIEE

Pour simplifier l'exposé, on choisira pour $f(E)$ une arche de sinusoïde soit :

$$\left. \begin{aligned} dn_E &= a \sin \frac{\pi}{2} \frac{E}{E_{\max}} dE \quad \text{pour } E \leq 2 E_{\max} \\ \text{et } dn_E &= 0 \quad \text{pour } E > 2 E_{\max} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$E_{\max}$ représentant l'énergie la plus probable des secondaires.

1°) Le collecteur est porté à un potentiel positif par rapport à la cible

A l'instant initial, tous les secondaires sont captés par le collecteur.

$$\int_0^e (V_c - V_p) f(E) dE = 0$$

L'équation (3) se réduit alors à :

$$\frac{d(V_c - V_p)}{dt} = \frac{i_p}{C_p} [1 - \delta]$$

La variation du potentiel de surface est linéaire, et en appelant V_{p_0} le potentiel de la cible à l'instant initial, il vient :

$$-V_p + V_{p_0} = \frac{i_p}{C_p} [1 - \delta] t$$

Le potentiel de la cible atteint celui du collecteur. En fait, comme on l'a vu plus haut, il augmente jusqu'à une valeur supérieure à celle du collecteur.

2°) Le collecteur est porté à un potentiel négatif par rapport à la cible, supérieur à $\frac{2 E_{\max}}{e}$ en valeur absolue.

A l'instant initial, aucun secondaire ne peut atteindre le collecteur.

L'équation (3) devient alors :

$$\frac{d(V_c - V_p)}{dt} = \frac{i_p}{C_p}$$

D'où :

$$-V_p + V_{p_0} = \frac{i_p}{C_p} t$$

Le potentiel de la cible diminue linéairement jusqu'à atteindre la valeur $2 V_{\max}$ au bout du temps

$$t_2 = \frac{(V_{p_0} - 2 V_{\max})}{i_p} \quad \text{et une partie des secondaires peut alors quitter la cible.}$$

3°) Le collecteur est porté à un potentiel négatif compris entre zéro et V'_p

L'équation (3) devient :

$$\frac{d(V_c - V_p)}{dt} = \frac{i_p}{C_p} \left[1 - \delta \left(1 + \cos \frac{\pi}{2} \frac{V_c}{V_{\max}} \right) \right]$$

Le second membre traduit la variation de la dérivée de $(V_c - V_p)$ par rapport au temps.

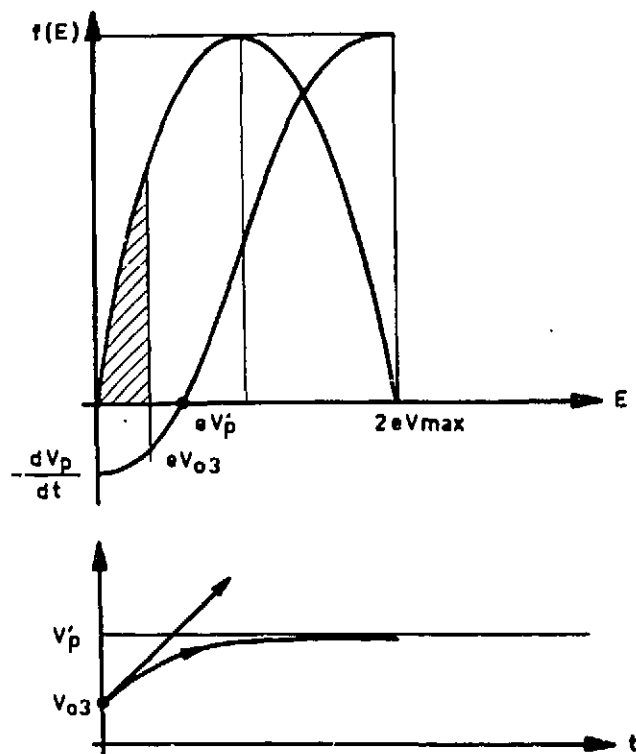


FIG. 5 - Evolution du potentiel de cible (collecteur négatif).

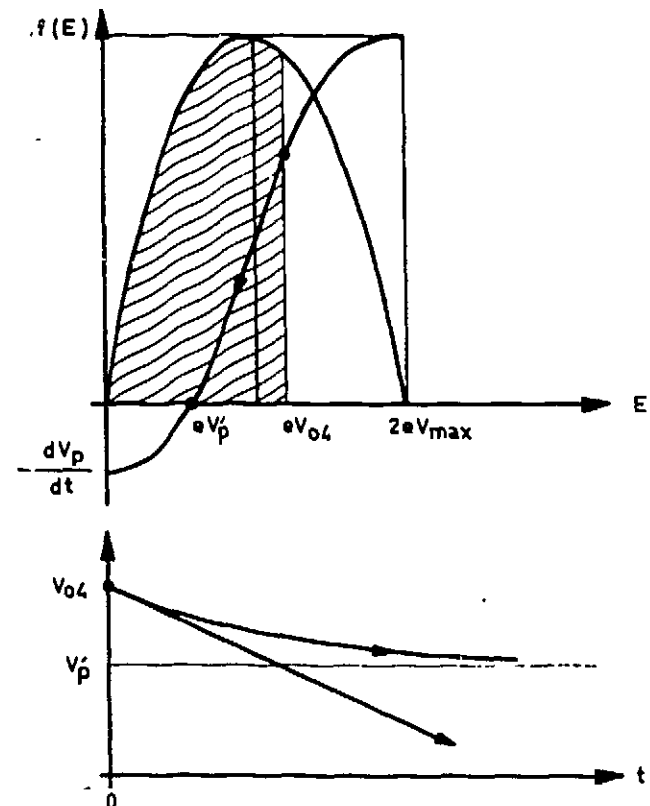


FIG. 6 - Evolution du potentiel de cible.

Le graphe de l'expression entre crochets est représenté ci-dessus (figure 5) ainsi que $f(E)$.

La variation du potentiel de la cible n'est plus linéaire comme dans les cas précédents. Celui-ci croît de la valeur initiale V_{03} jusqu'à la valeur de stabilisation V'_p , la pente de la courbe pour $t = 0$ dépendant de V_{03} .

4°) Le collecteur est porté à un potentiel négatif compris entre V'_p et $2V_{max}$

La même équation que dans le cas n° 3 régit le phénomène.

Le potentiel de la cible diminue de manière non linéaire à partir de la valeur initiale V_{04} (figure 6).

Lorsque la différence de potentiel entre cible et collecteur est définie par les cas 1 et 2, il convient de les compléter respectivement par les cas 3 et 4, car seule la valeur V'_p correspond à un équilibre (figure 7).

a) Lorsque le collecteur est très positif par rapport à la cible, le potentiel de celle-ci augmente d'abord linéairement jusqu'à zéro, puis la cible devient plus positive que le collecteur de la valeur V'_p (figure 7 a).

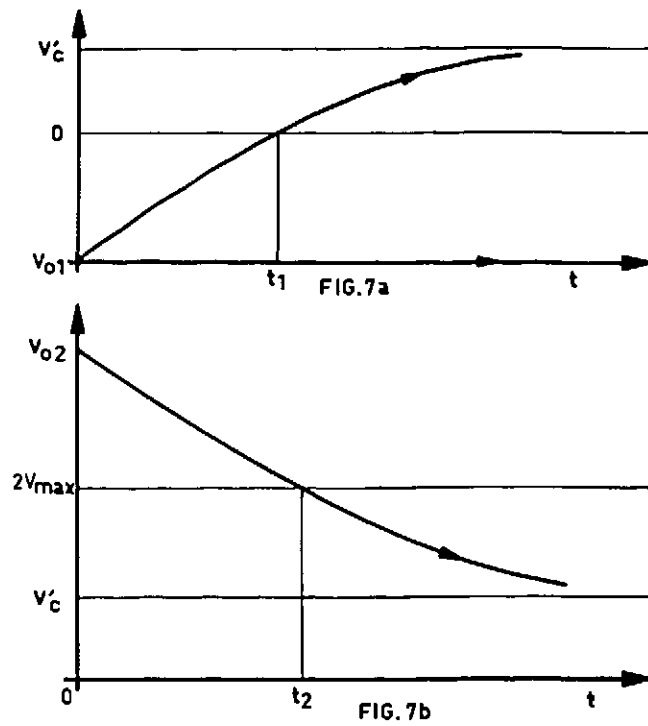


FIG. 7 - Evolution du potentiel d'une cible isolante sous l'impact d'un faisceau d'électrons.

b) Lorsque le collecteur est très négatif par rapport à la cible, le potentiel de la cible diminue linéairement jusqu'à la valeur $2 V_{max}$, puis de façon non linéaire pour atteindre la valeur V'_p (figure 7 b).

D'après les formules que nous avons établies plus haut, on remarque que la variation du potentiel est plus rapide dans le cas a) que dans le cas b) si $\delta < 2$, et inversement si δ est supérieur à cette valeur.

En réalité, le spectre d'énergie des secondaires s'étend au-delà de $2 E_{max}$ et, entre $t = 0$ et $t = t_2$, la variation ne sera pas tout à fait linéaire.

Pour mieux analyser les phénomènes, il est alors nécessaire d'utiliser des fonctions $f(E)$ plus représentatives des spectres mesurés expérimentalement.

IV - CHOIX DE FONCTIONS REPRESENTATIVES DU SPECTRE D'ENERGIE DES ELECTRONS SECONDAIRES

IV.1 - Arche de sinusoïde

En prenant comme variable, le potentiel V attaché à l'énergie E , l'expression (5) s'écrit :

$$dn_V = f(V) dV = a \sin \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_{max}} dV$$

En appelant R_1 , l'inverse de l'ordonnée du maximum de cette fonction, on a $R_1 = \frac{1}{a}$, R_1 étant également défini par l'intégrale

$$\int_0^\infty f(V) dV = \delta i_p \quad (6)$$

D'où : $R_1 = \frac{4 V_{max}}{\pi \delta i_p}$

La répartition en arche de sinusoïde s'écrit alors:

$$\left. \begin{aligned} f_1(V) &= \frac{\pi}{4} \frac{\delta i_p}{V_{max}} \sin \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_{max}} \quad \text{pour } V \leq 2 V_{max} \\ f_1(V) &= 0 \quad \text{pour } V > 2 V_{max} \end{aligned} \right] \quad (7)$$

IV.2 - Fonction $f_{II}(V)$

La seconde fonction choisie est du type

$$f_{II}(V) = a \left(\frac{V}{V_{\max}} \right) e^{-b \left(\frac{V}{V_{\max}} \right)^2}$$

Il reste à déterminer a et b en fonction des grandeurs physiques mesurables. En écrivant que la dérivée s'annule pour $V = V_{\max}$, on tire $b = \frac{1}{2}$.

La valeur de $f(V)$ correspondante est : $\frac{1}{R_1} = a e^{-\frac{1}{2}}$

soit, $a = \frac{\sqrt{e}}{R_1}$

La fonction $f_{II}(V)$ s'écrit alors :

$$f_{II}(V) = \frac{\sqrt{e}}{R_1} \left(\frac{V}{V_{\max}} \right) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{V}{V_{\max}} \right)^2}$$

Comme précédemment, en utilisant la relation (6), on détermine R_1 . La fonction $f_{II}(V)$ s'écrit en définitive :

$$f_{II}(V) = \delta i_p \frac{1}{V_{\max}} \cdot \left(\frac{V}{V_{\max}} \right) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{V}{V_{\max}} \right)^2} \quad (8)$$

IV.3 - Fonction $f_{III}(V)$

Elle est du type $f_{III}(V) = a \left(\frac{V}{V_{\max}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-b \left(\frac{V}{V_{\max}} \right)^2}$

Après détermination des constantes, on obtient :

$$f_{III}(V) = \frac{\delta i_p}{\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{V_{\max}} \cdot \left(\frac{V}{V_{\max}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{4} \left(\frac{V}{V_{\max}} \right)^2} \quad (9)$$

IV.4 - Fonction $f_{IV}(V)$

On choisit ici

$$f_{IV}(V) = a \left(\frac{V}{2V_{\max}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-b \left(\frac{V}{2V_{\max}} \right)^2}$$

L'emploi d'une telle fonction a été préconisée par KOLLATH [31]. Après avoir déterminé les expressions de a et b, il vient :

$$f_{IV}(V) = \delta i_p \frac{1}{V_{\max}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{V}{2V_{\max}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\left(\frac{V}{2V_{\max}} \right)^2} \quad (10)$$

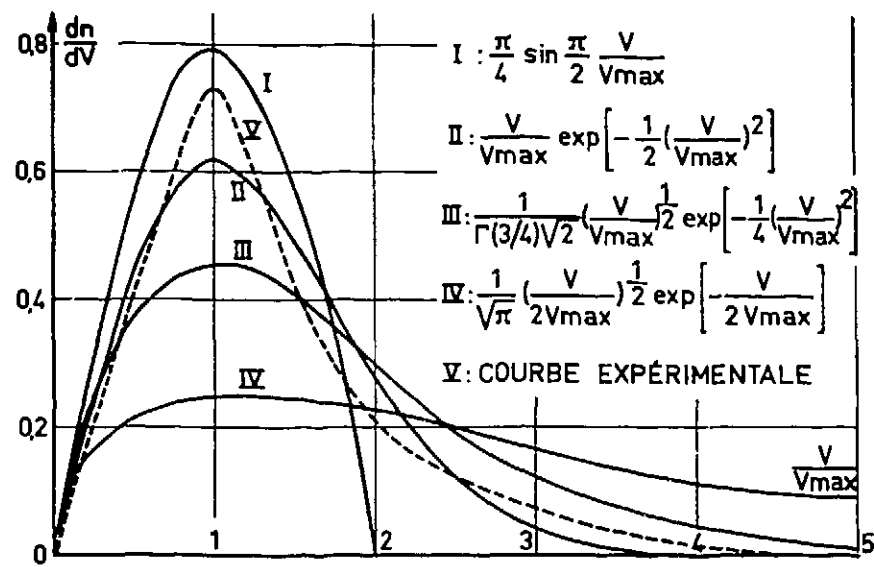


FIG. 8 - Fonctions représentatives du spectre énergétique des secondaires.

Ces diverses fonctions sont représentées par la figure 8.

Par comparaison avec les courbes expérimentales (cf. Infra 2ème Partie), on constate que la formule (8) constitue la meilleure approximation et que celle préconisée par KOLLATH, ne faisant pas intervenir de puissance de V dans l'exposant de l'exponentielle, n'est pas très satisfaisante.

Pour effectuer certains calculs, on sera amené à choisir l'une ou l'autre de ces fonctions suivant les difficultés mathématiques rencontrées, en ayant conscience qu'elles traduisent plus ou moins parfaitement la réalité.

V - APPLICATIONS DE CES FONCTIONS A L'ÉTUDE DÉTAILLÉE DE LA CHARGE DE SURFACE D'UN ISOLANT SOUMIS A L'IMPACT D'UN FAISCEAU D'ELECTRONS

V.1 - Détermination de la différence de potentiel V'_p entre cible et collecteur à l'équilibre

Elle est donnée par :

$$\frac{\int_0^{V'_p} f(V) dV}{\int_0^{\infty} f(V) dV} = \frac{\delta - 1}{\delta} \quad (11)$$

On peut alors calculer une expression donnant V'_p en fonction de δ pour les quatre fonctions choisies, et on obtient :

pour $f_I(V)$ $\frac{V'_p}{V_{\max}} = \frac{2}{\pi} \arccos \frac{2 - \delta}{\delta} \quad (12)$

pour $f_{II}(V)$ $\frac{V'_p}{V_{\max}} = \sqrt{2} \sqrt{\log \delta} \quad (13)$

pour $f_{III}(V)$
$$\frac{1}{\sqrt{2} \Gamma(\frac{3}{4})} \int_0^{\frac{V'_p}{V_{max}}} x^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{4} x^2} dx = \frac{\delta - 1}{\delta} \quad (14)$$

pour $f_{IV}(V)$
$$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[- \left(\frac{V'_p}{2 V_{max}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\left(\frac{V'_p}{2 V_{max}} \right)^2} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{V'_p}{2 V_{max}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] = \frac{\delta - 1}{\delta} \quad (15)$$

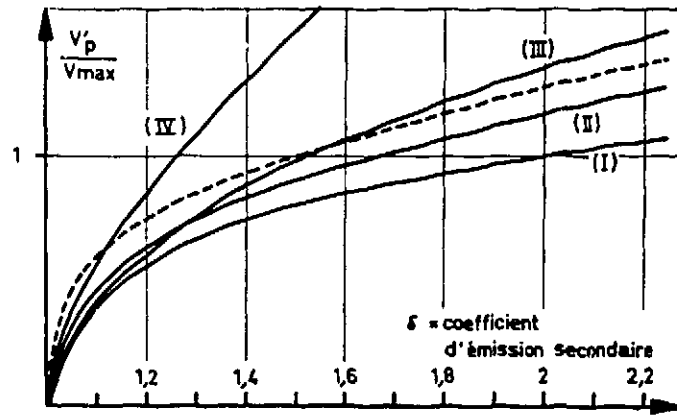


FIG. 9 - Evolution du potentiel d'équilibre d'une cible isolante bombardée par des électrons rapides en fonction du coefficient d'émission secondaire.

Sur la figure 9, on a représenté les variations de $\frac{V'_p}{V_{max}}$ en fonction du coefficient d'émission secondaire, pour ces quatre fonctions ainsi que pour la fonction déduite des résultats expérimentaux. Lorsqu'il n'a pas été possible de conduire les calculs à leur terme, les résultats ont été obtenus graphiquement.

V.2 - Evolution du potentiel de cible au cours du temps

A partir de (3), on peut écrire :

$$- \frac{dV_p}{dt} = \frac{i_p}{C_p} \left[1 - \delta \left(1 - \frac{\int_0^{V_p} f(V) dV}{\int_0^{\infty} f(V) dV} \right) \right] \quad (16)$$

En reportant dans cette expression les formules (7) à (10), il est parfois possible d'obtenir une relation traduisant l'évolution du potentiel de cible au cours du temps.

V.2.1 - Arche de sinusoidale

L'équation (16) devient :

$$- \frac{dV_p}{dt} = \frac{i_p}{C_p} \left[1 - \delta \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \frac{\pi}{2} \frac{V_p}{V_{max}} \right) \right] \quad (17)$$

dans laquelle il est possible de séparer les variables :

$$\frac{dV_p}{\left(\frac{2}{\delta} - 1\right) - \cos \frac{\pi}{2} \frac{V_p}{V_{\max}}} = - \left(\frac{\delta}{2} \frac{i_p}{C_p} \right) dt$$

Après calculs, la relation exprimant l'évolution de V_p au cours du temps devient :

$$-t = \frac{2 C_p V_{\max}}{\pi i_p \sqrt{\delta - 1}} \operatorname{Log} \left| \frac{\operatorname{tg} \frac{\pi}{4} \frac{V_p}{V_{\max}} - \sqrt{\delta - 1}}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{4} \frac{V_p}{V_{\max}} + \sqrt{\delta - 1}} \cdot \frac{\operatorname{tg} \frac{\pi}{4} \frac{V_p}{V_{\max}} + \sqrt{\delta - 1}}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{4} \frac{V_p}{V_{\max}} - \sqrt{\delta - 1}} \right| \quad (18)$$

V_o : différence de potentiel entre la cible et le collecteur avant que les premiers électrons arrivent sur la cible.

V.2.2 - Fonction f_{II} (V)

L'équation fondamentale (16) devient :

$$\int \frac{dV_p}{1 - \delta e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{V_p}{V_{\max}} \right)^2}} = - \frac{i_p}{C_p} (t - t_o) \quad (19)$$

V.2.3 - Fonction F_{III} (V)

On obtient dans ce cas :

$$\frac{dV_p}{dt} = - \frac{i_p}{C_p} \left[1 - \delta \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2} \Gamma\left(\frac{3}{4}\right)} \int_0^{\frac{V_p}{V_{\max}}} x^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{x^2}{4}} dx \right) \right] \quad (20)$$

V.2.4 - Fonction f_{IV} (V)

$$\frac{dV_p}{dt} = - \frac{i_p}{C_p} \left\{ 1 - \delta \left(1 - \frac{2}{\pi} \left[- \left(\frac{V_p}{2 V_{\max}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\left(\frac{V_p}{2 V_{\max}} \right)^2} + \frac{\pi}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{V_p}{2 V_{\max}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right) \right\} \quad (21)$$

Les expressions (20) et (21) conduisent à des calculs inextricables.

Dans le cas des deux premières fonctions, les variations du potentiel au cours du temps sont représentées figure 10. On pourra remarquer figure 9, que pour un coefficient d'émission secondaire de l'ordre de 1,5, la valeur de la différence de potentiel V'_p entre le collecteur et la cible à l'équilibre correspond approximativement à $V_{\max}$. On sait que cette dernière valeur est de l'ordre de quelques volts. La cible se stabilisera donc à 3 ou 4 volts environ au-dessus du potentiel du collecteur et le temps au bout duquel elle aura atteint la position d'équilibre dépend du diamètre du faisceau primaire, de son épaisseur, de sa constante diélectrique, de la valeur $V_{\max}$ correspondant à l'énergie la plus probable du spectre des secondaires, du coefficient d'émission secondaire du matériau et de la différence de potentiel existant entre la cible et le collecteur avant que les premiers électrons n'arrivent.

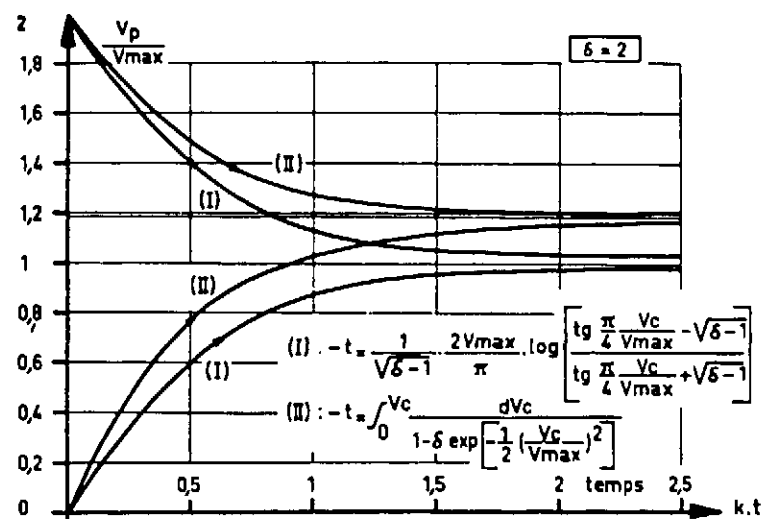


FIG. 10 - Variation du potentiel de cible en cours du temps.

L'influence de ces divers paramètres s'analyse aisément à partir de (18).

On remarque que la variation du potentiel de la cible est proportionnelle au courant de faisceau, inversement proportionnelle au carré du diamètre du spot d'électrons incidents et dépend de l'énergie des électrons primaires (puisque δ varie avec la haute tension les accélérant).

Les phénomènes de charge de surface se passent également dans des temps d'autant plus courts que la constante diélectrique du matériau isolant est faible et que son épaisseur est grande.

Lorsque l'on désire effectuer des mesures d'émission secondaire sur des isolants, il convient donc d'observer ce qui se passe à l'instant $t = 0$, avant que le potentiel de la cible évolue. Pour cela, on ne peut en général agir que sur le courant de faisceau, les autres paramètres étant fixés par l'échantillon.

Pour cette raison, plusieurs auteurs [32] [33] [34] utilisent des courants très faibles et des échantillons très minces (couches vaporisées sous vide par exemple). La variation du potentiel de surface peut alors être négligée, mais il n'en est pas de même si l'échantillon est épais et si, de plus, sa constante diélectrique n'est pas élevée.

VI - VERIFICATIONS EXPERIMENTALES

A) Dispositif de mesure

Il comprend une enceinte à vide avec un système de pompage, un canon à électrons et un circuit de mesure cible-électrode collectrice (figure 11).

a) L'enceinte à vide est constituée d'un double té en verre, de diamètre 60 mm terminé par des embouts verre-métal soudés à l'argon-arc aux brides de raccordement en acier inoxydable. L'étanchéité est obtenue par des joints d'aluminium.

b) Le vide est assuré par une pompe primaire cryogénique à zéolithe et par une pompe secondaire ionique au titane de 15 l/s. On obtient ainsi un vide très propre d'environ $5 \cdot 10^{-7}$ torr.

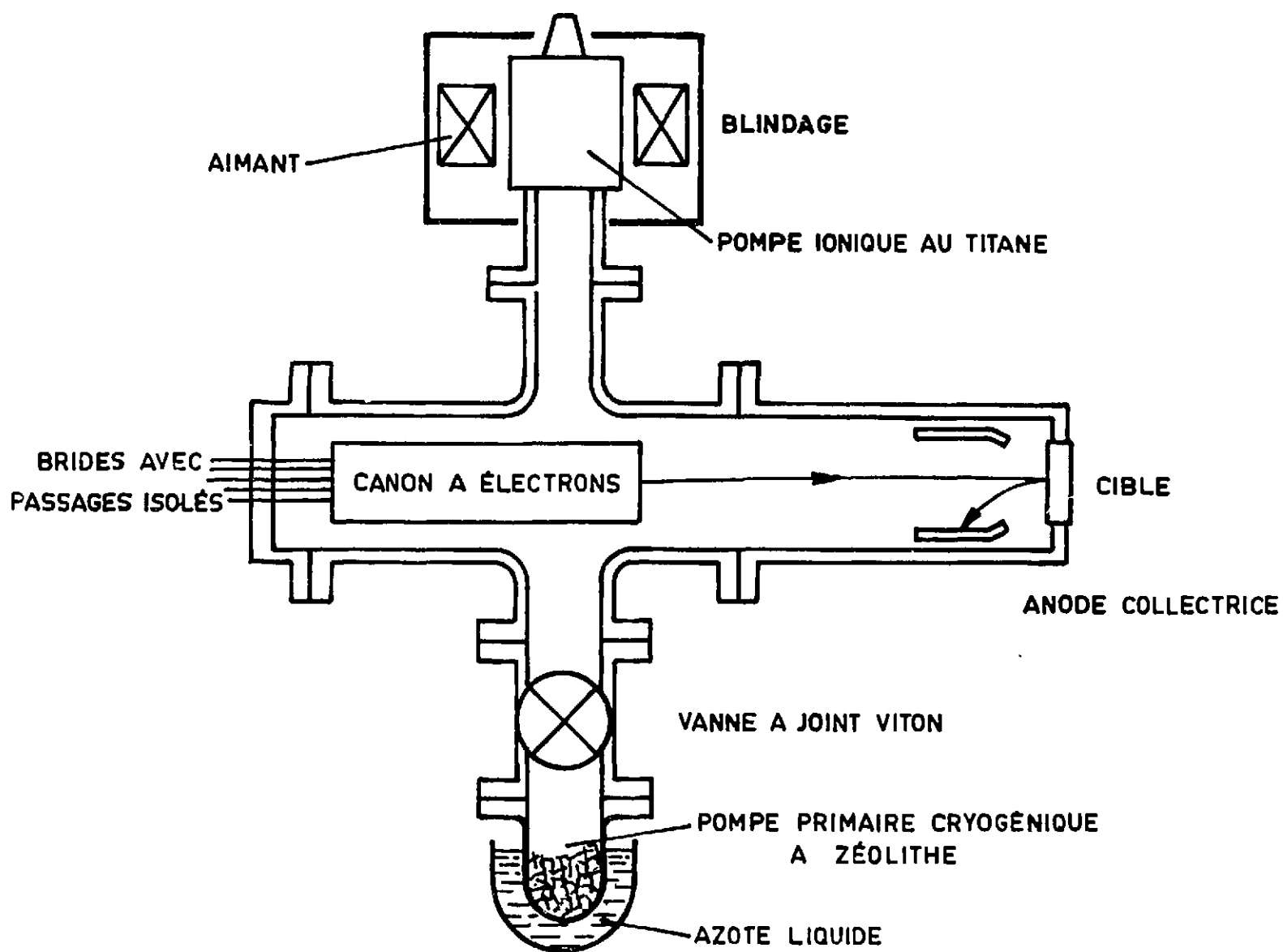


FIG. 11 - Dispositif expérimental pour l'étude de la charge de surface d'un isolant.

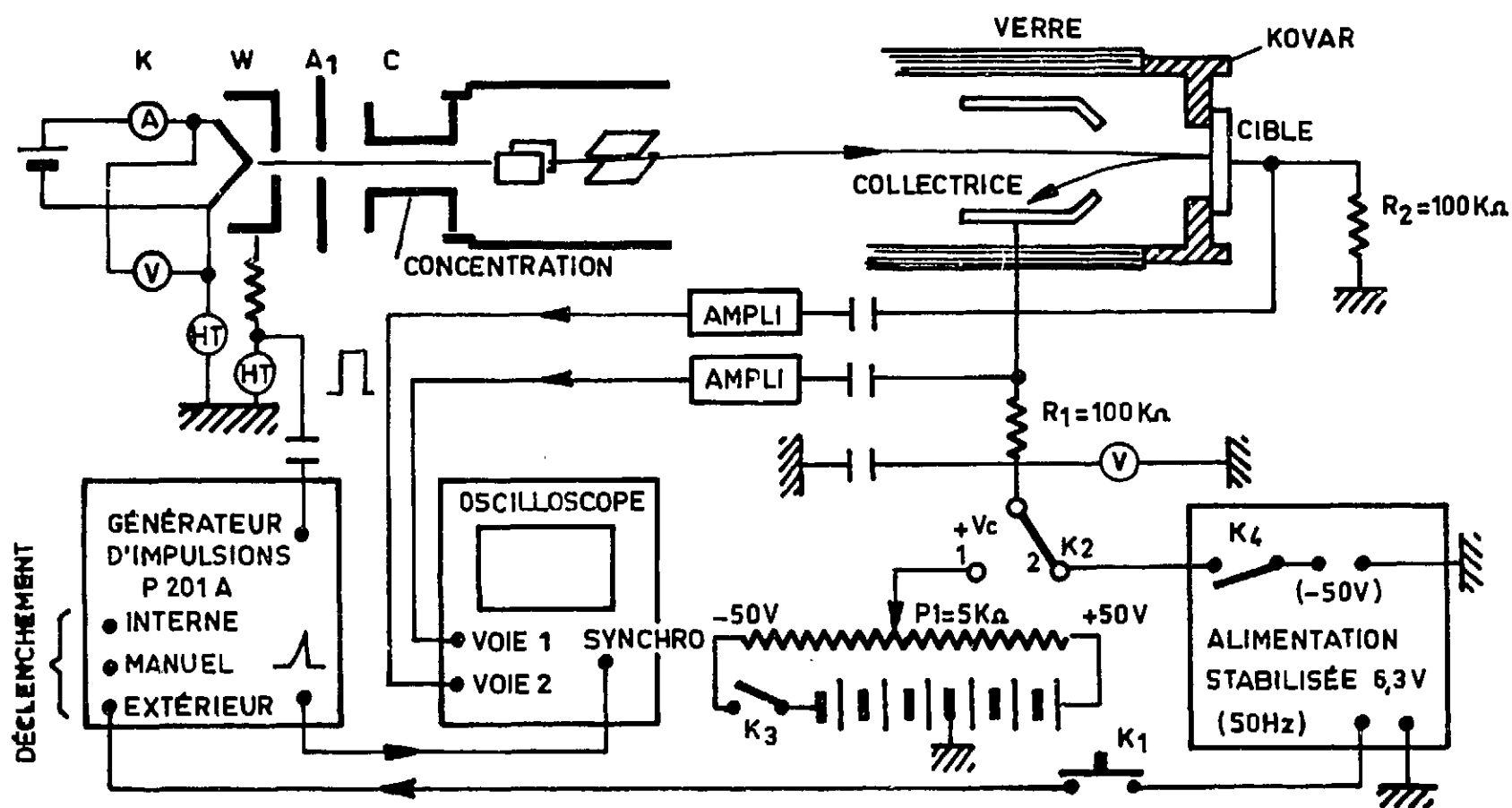


FIG. 12 - Dispositif expérimental - Montage électrique.

c) Le canon à électrons utilisé est du type tétrode à concentration et déflexion électrostatiques. La cathode est constituée par un filament de tantale sur lequel on applique directement la tension de polarisation.

En réglant la tension de polarisation des électrodes de concentration et d'accélération, on agit sur le diamètre du faisceau. Celui-ci peut varier au point d'impact entre 8 mm et 0,2 mm. Les mesures sont faites avec un courant de faisceau de l'ordre de $0,5 \mu A$. La gamme d'utilisation du canon correspond à des tensions d'accélération comprises entre 300 et 2000 volts.

d) Cible et dispositif collecteur (figure 12)

La cible à étudier est constituée par des disques de matériaux isolants placés à une distance d'environ 20 mm d'une électrode collectrice en acier inoxydable. Elle se présente sous la forme d'un anneau cylindrique de 60 mm de diamètre et de 60 mm de long terminé par une partie légèrement conique.

B) Montage de mesure - circuits électriques

La figure 12 donne le schéma de principe.

La cathode du canon à électrons est portée à $- HT$, le wehnelt à une tension suffisamment négative de manière à ne débiter aucun courant.

On applique alors sur le wehnelt des impulsions carrées positives réglables en amplitude et en largeur et dont on peut faire varier la fréquence de répétition. Ces impulsions sont obtenues en sortie d'un générateur Férisol P 201 A, et débloquent le canon. Leur amplitude est réglable de zéro à 100 volts, leur durée de 50 ns à 1 ms avec une fréquence de récurrence pouvant varier de 10 Hz à 100 kHz. Cet appareil peut également être déclenché coup par coup. Quant l'interrupteur K_2 est placé dans la position 1, la cible étant reliée à la masse par R_2 , le circuit cible mesure $I_p - I_s$; le collecteur, polarisé positivement à $+ V_c$, recueille les secondaires émis par la cible.

Les signaux obtenus aux bornes de R_1 et de R_2 sont amplifiés par deux amplificateurs vidéo ayant une bande passante comprise entre 10 Hz et 10 MHz et un gain réglable de 1 à 100.

Après amplification, ces signaux sont appliqués à l'entrée d'un oscilloscope Tektronix à mémoire type 599, qui peut également fonctionner comme un oscilloscope ordinaire. La fonction mémoire nous permet d'observer le signal unique correspondant au déclenchement manuel du générateur d'impulsions.

C) Résultats obtenus

Nous avons relevé un certain nombre de signaux sur divers échantillons métalliques et isolants : cuivre, acier inoxydable, magnésium, quartz, titanate de baryum, solution solide de titanate et de zirconate de plomb... en bombardant la cible par une impulsion unique d'électrons ou par une série d'impulsions se répétant avec une fréquence de récurrence fixée.

Quelques exemples de signaux observés sont représentés figure 13 et 14.

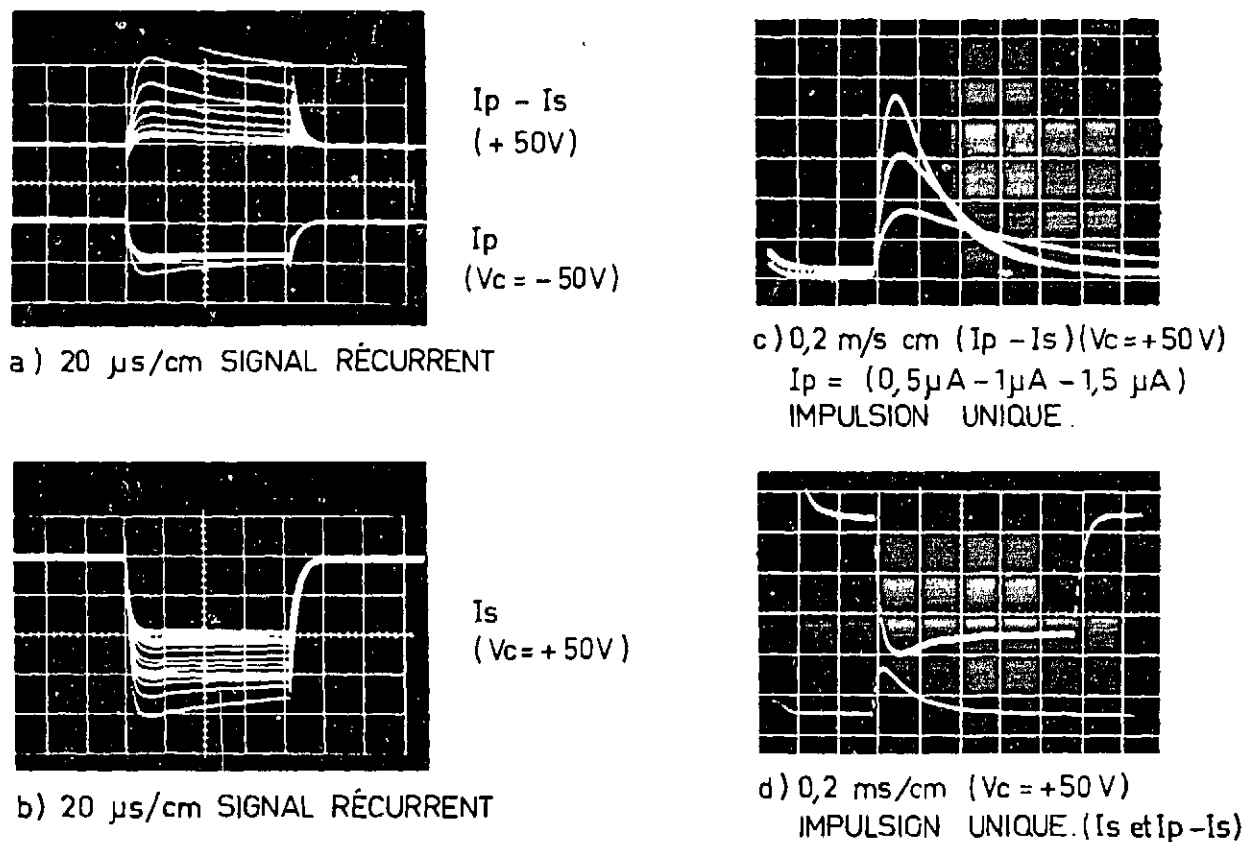


FIG. 13 - Charge de surface du quartz.

On vérifie bien que les signaux relatifs aux échantillons conducteurs sont constants pendant toute la durée de l'impulsion, et que la fréquence de répétition est sans influence.

Sur les isolants, on remarque que les courants mesurés évoluent au cours du temps, dès que la cible commence à recevoir les premiers électrons.

On pourra voir figure 13a, qu'en utilisant avec le quartz des impulsions récurrentes de $20 \mu s$, il est impossible de mesurer un courant constant.

Figure 13c, on constate que la cible est stabilisée au potentiel du collecteur au bout d'environ $1 ms$ si le courant de faisceau est de l'ordre de $1 \mu A$.

La variation des signaux est progressive, et la surface met un temps beaucoup plus long pour se charger dans le cas de $Ba Ti O_3$ et $Pb (Zr-Ti) O_3$ (Figure 14).

La constante diélectrique de ces derniers matériaux est environ 500 fois plus élevée que celle du quartz. Pour ce dernier matériau, la capacité C_p intervenant dans la formule (18) est ici extrêmement faible (quelques centièmes de pF).

Beaucoup de mesures ont également été réalisées sur des couches vaporisées sous vide ; dans ce cas aussi la capacité C_p est grande, et la charge de surface a souvent été négligée.

Avec SiO_2 , à cause des valeurs numériques à prendre en considération, ces phénomènes sont très importants et il est absolument nécessaire d'en tenir compte.

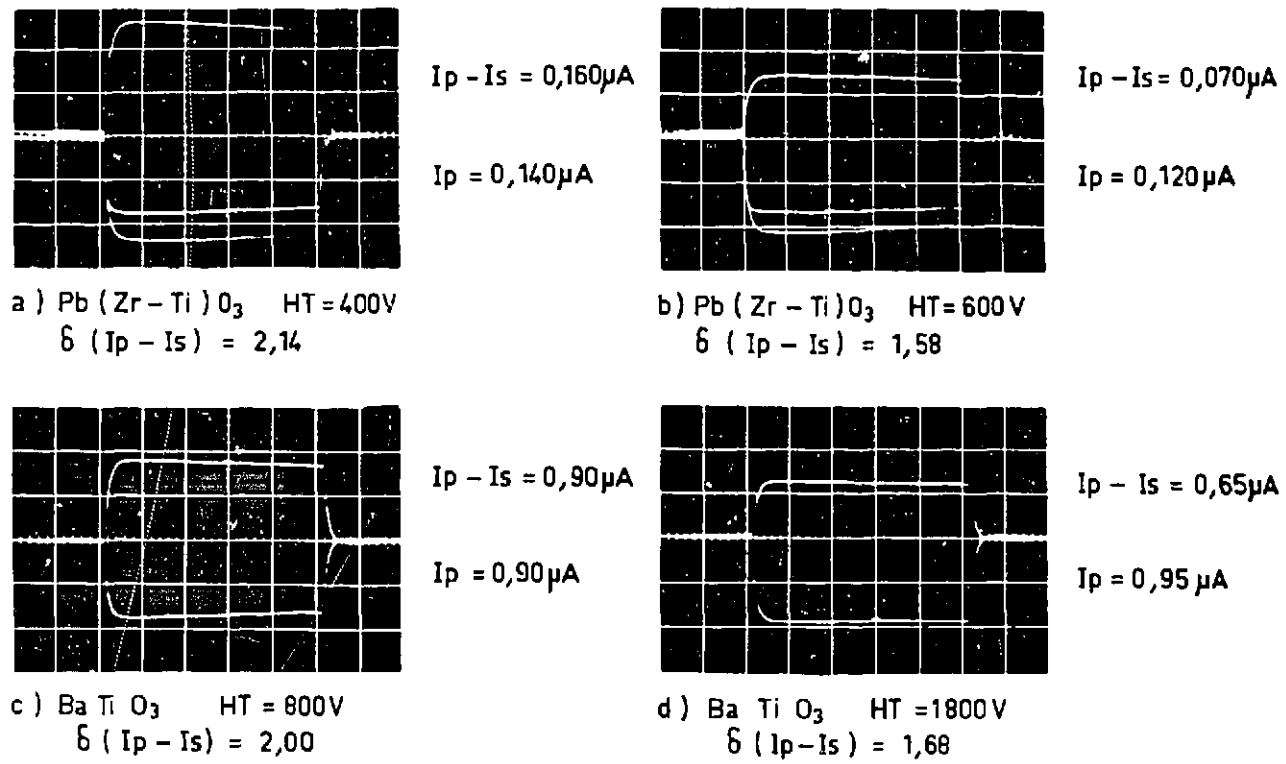


FIG. 14 - Charge de surface du Ba Ti O_3 et Pb (Zr - Ti) O_3

Il y a encore quelques années de nombreuses mesures d'émission secondaire sur des isolants ont été réalisées au moyen d'impulsions se répétant avec une fréquence relativement élevée et en utilisant des courants primaires importants. Il faut convenir qu'en procédant de la sorte, on risque de masquer certains phénomènes et obtenir des résultats erronés.

C'est pourquoi, la méthode qui semble la plus judicieuse consiste à utiliser une impulsion unique d'électrons primaires.

CHAPITRE II

INFLUENCE DE LA CHARGE D'ESPACE DANS LES MESURES D'EMISSION SECONDAIRE

I - INTRODUCTION

Pour effectuer des mesures vraiment significatives de l'émission secondaire des matériaux isolants, nous avons vu qu'il était nécessaire de prendre en considération les phénomènes de charge de surface de la cible. On peut également se demander si la charge d'espace existant entre l'échantillon et la cible au cours des mesures ne risque pas d'apporter certaines perturbations.

Pour le calcul de la charge de surface, nous avons considéré plusieurs fonctions pouvant représenter la répartition énergétique des secondaires. On peut en ajouter deux autres : la fonction de DIRAC qui correspondait au cas où tous les secondaires émis possèdent une vitesse initiale nulle, et une répartition des vitesses donnée par la loi de MAXWELL-BOLTZMANN. (On notera qu'entre ces deux cas extrêmes se situe la répartition de vitesses réelle correspondant aux électrons secondaires).

Sur la figure 15 sont tracées les répartitions de vitesses des électrons relatives aux fonctions choisies au chapitre I pour représenter leur spectre d'énergie ainsi que la distribution correspondant à la loi de MAXWELL-BOLTZMANN.

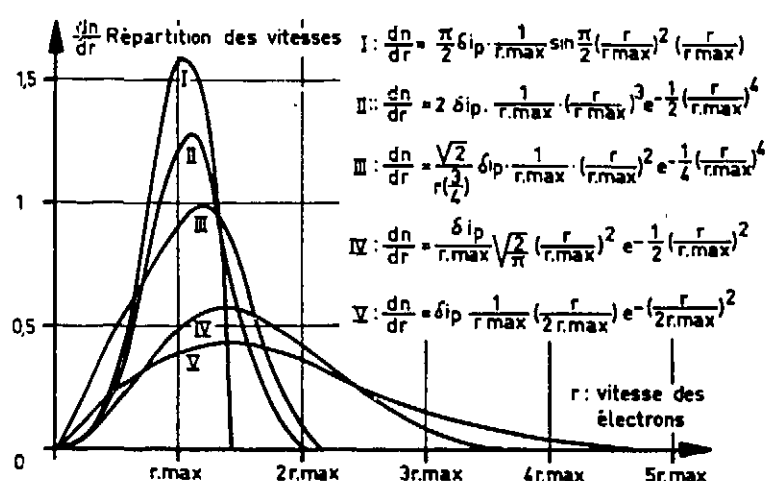


FIG. 15 - Répartitions des vitesses des électrons.

Remarques :

- 1) Le calcul de la charge d'espace peut s'effectuer dans les deux cas limites, pour les autres fonctions il devient inextricable.
- 2) Pour éviter les confusions entre le potentiel et la vitesse, cette dernière sera notée par v .

II - CALCUL DE LA CHARGE D'ESPACE EN CONSIDERANT QUE TOUS LES SECONDAIRES SONT EMIS AVEC UNE VITESSE NULLE

Dans les mesures du spectre d'énergie par la méthode du champ retardateur, le champ électrique existant entre l'échantillon et le collecteur est influencé par la charge d'espace produite par les électrons eux-mêmes.

Cette charge d'espace négative donne naissance à un champ retardateur supplémentaire qui vient perturber les mesures. Nous avons voulu déterminer dans quelle proportion cette influence doit être prise en considération ; c'est-à-dire, savoir si le potentiel retardateur créé par la charge d'espace est de l'ordre du volt ou du millivolt.

Pour simplifier les calculs, on étudiera le cas du problème plan à une dimension.

Si l'on ne considère que les électrons secondaires, et si de plus, on néglige la charge d'espace produite par les primaires, le problème est identique à celui qui a été résolu par CHILD [35] dans le cas de l'émission thermoionique.

Nous allons montrer effectivement qu'il est possible de négliger la charge d'espace produite par les primaires par rapport à celle des secondaires vrais.

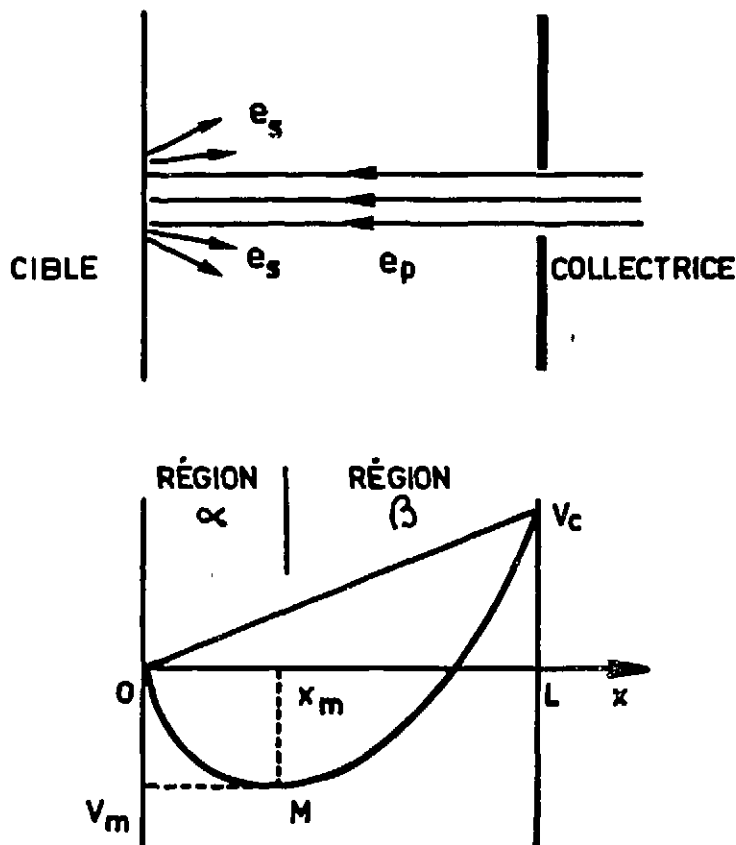


FIG. 16 - Charge d'espace créée par les secondaires.

L'équation de POISSON s'écrit :

$$\nabla v + \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0$$

avec $\rho = \rho_p + \rho_s$

Par unité de surface, le courant primaire donne lieu à la densité $\rho_p = \frac{-J_p}{r_p}$

De même les secondaires fournissent une densité de charge $\rho_s = \frac{-J_s}{r_s}$

J_p et J_s sont approximativement du même ordre de grandeur, par contre la vitesse des secondaires est beaucoup plus faible que, celle des primaires. On aura donc $\rho_p \ll \rho_s$ et l'équation de POISSON devient alors :

$$\frac{d^2 v}{dx^2} = - \frac{\rho_s}{\epsilon_0} \quad (22) \text{ qui s'écrit, en tenant compte de}$$

$$\frac{1}{2} m v^2 = - e v$$

$$\frac{d^2 v}{dx^2} = \frac{J_s}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2 e v}} \quad . \text{ L'intégration devient}$$

possible si on multiplie les deux membres par $2 \frac{dv}{dx}$, et si on suppose de plus que tous les secondaires quittent la cible suivant la normale. Après calculs, il vient :

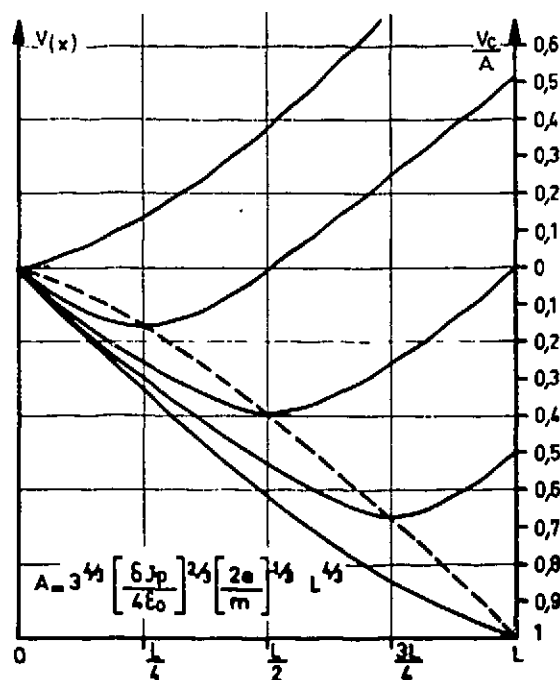
$$\left| \begin{matrix} v_x \\ \text{région } \alpha \end{matrix} \right| = 3^{4/3} \left(\frac{\delta J_p}{4 \epsilon_0} \right)^{2/3} \left(\frac{2e}{m} \right)^{-1/3} \left[(x_m - x)^{4/3} - x_m^{4/3} \right] \quad (23_1)$$

$$\left| \begin{matrix} v_x \\ \text{région } \beta \end{matrix} \right| = 3^{4/3} \left(\frac{\delta J_p}{4 \epsilon_0} \right)^{2/3} \left(\frac{2e}{m} \right)^{-1/3} \left[(x - x_m)^{4/3} - (L - x_m)^{4/3} \right] + V_c \quad (23_2)$$

x_m et v_m désignant respectivement la distance et le potentiel au point M de l'espace où le champ électrique est nul.

Lorsque $V_c = 0$ $x_m = \frac{L}{2}$ et

$$\left| v_m \right| = 3^{4/3} \left(\frac{\delta J_p}{4 \epsilon_0} \right)^{2/3} \left(\frac{2e}{m} \right)^{-1/3} \left(\frac{L}{2} \right)^{4/3} \quad (24)$$



La figure 17 donne quelques répartitions de la fonction potentielle dans l'espace cible collecteur pour plusieurs valeurs de V_c .

FIG. 17 - Répartition du potentiel dans l'espace cible - collectrice (charge d'espace calculée en considérant la vitesse initiale nulle).

III - CALCUL DE LA CHARGE D'ESPACE EN TENANT COMPTE DE LA VITESSE INITIALE DES SECONDAIRES.

La distribution des vitesses choisie suit la loi de MAXWELL-BOLTZMANN

$$dn_r = 2 \delta J_p \left(\frac{r}{2r_{\max}} \right) e^{-\left(\frac{r}{2r_{\max}} \right)} \frac{dr}{2r_{\max}} \quad (25)$$

Pour calculer la fonction potentielle en tout point de l'espace cible-collectrice, nous allons utiliser une méthode de calcul qui a été trouvée par M.H. BONIFAS [36] et qui s'apparente à celle de CHILD.

L'équation de POISSON peut s'écrire :

$$2 \frac{dv}{dx} \left(\frac{d^2 v}{dx^2} \right) = - 2 \frac{dv}{dx} \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

ce qui se transforme en :

$$\left(\frac{dv}{dx} \right)^2 = - \frac{2}{\epsilon_0} \int \rho dv + C^{te} \quad (26)$$

En exprimant dv et ρ en fonction des vitesses, on rend possible l'intégration au second membre.

$$\text{On a : } -ev = \frac{1}{2} m v^2 \quad \text{soit } dv = - \frac{m}{e} v dv$$

et on peut déduire $\rho = f(v)$ de (25).

Les calculs sont relativement longs, nous ne donnons ici que les résultats finaux.

En adoptant le paramètre r , vitesse de l'électron, on arrive à déduire de l'équation de POISSON transformée, deux équations différentielles à une inconnue :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{r}{2 r_{\max}} \right) = K_1 \quad \frac{f \left(\frac{r}{2 r_{\max}} \right)}{\left(\frac{r}{2 r_{\max}} \right)} \quad (27) \quad \text{et} \quad \frac{dv}{dx} = K_2 f \left(\frac{r}{2 r_{\max}} \right) \quad (28)$$

$$\text{avec } K_1 = \left[\frac{2 \sqrt{2}}{\epsilon_0} \sqrt{\pi} \cdot \delta J_p \left(\frac{m}{e} \right)^{1/2} v_{\max}^{1/2} \right]^{1/2} \quad (29)$$

$$\text{et } K_2 = \left[\frac{\sqrt{\pi}}{\epsilon_0} \delta J_p \left(\frac{e}{m} \right) \frac{1}{8 r_{\max}^3} \right]^{1/2} \quad (30)$$

$$\text{région } \alpha : \left[f \left(\frac{r}{2 r_{\max}} \right) \right]^2 = e \left[e^{-\left(\frac{r_m}{2 r_{\max}} \right)^2} - \left(\frac{r_m}{2 r_{\max}} \right)^2 - \left(\frac{r}{2 r_{\max}} \right)^2 \right] \quad (31)$$

$$(1 + \text{erf} \sqrt{\left(\frac{r_m}{2 r_{\max}} \right)^2 - \left(\frac{r}{2 r_{\max}} \right)^2}) - 1 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\left(\frac{r_m}{2 r_{\max}} \right)^2 - \left(\frac{r}{2 r_{\max}} \right)^2}$$

$$\text{région } \beta : \left[f \left(\frac{r}{2 r_{\max}} \right) \right]^2 = -e \left[e^{-\left(\frac{r_m}{2 r_{\max}} \right)^2} - \left(\frac{r}{2 r_{\max}} \right)^2 - \left(\frac{r_m}{2 r_{\max}} \right)^2 \right]$$

$$(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\left(\frac{r}{2r_{\max}}\right)^2 - \left(\frac{r_m}{2r_{\max}}\right)^2}) - 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\left(\frac{r}{2r_{\max}}\right)^2 - \left(\frac{r_m}{2r_{\max}}\right)^2} \quad (32)$$

Entre K_1 et K_2 on a la relation :

$$K_1 = \frac{m}{e} (2r_{\max})^2 \cdot K_2 = 8 v_{\max} K_2 \quad (33)$$

Par intégration graphique, on détermine, les courbes $r(x)$ et $v(x)$ entre cible, collecteur et anode virtuelle.

On peut comparer l'équation (32) à celle de LANGMUIR appliquée à la région β . Cet auteur, dans le cas de l'émission thermoionique [37], prend pour répartition des vitesses des électrons émis à la surface de la cathode la fonction :

$$dN_r = N_r \frac{m r}{k T} \exp \left(- \frac{m r^2}{2 k T} \right) dr \text{ et trouve que :}$$

$$\left(\frac{d\eta}{d\xi} \right)^2 = e^\eta - 1 - e^\eta \operatorname{erf} \sqrt{\eta} + \frac{2\sqrt{\eta}}{\sqrt{\pi}}$$

Nous avons adopté le même type de répartition des vitesses et obtenu la même expression, à condition de considérer que $\sqrt{\eta}$ est identique à :

$$\sqrt{\left(\frac{r}{2r_{\max}}\right)^2 - \left(\frac{r_m}{2r_{\max}}\right)^2}$$

et $d\xi$ à dx , compte non tenu du facteur de dimension.

Sur la figure 18 on a reproduit les résultats déduits des formules précédentes pour diverses valeurs de $\frac{r_m}{2r_{\max}}$.

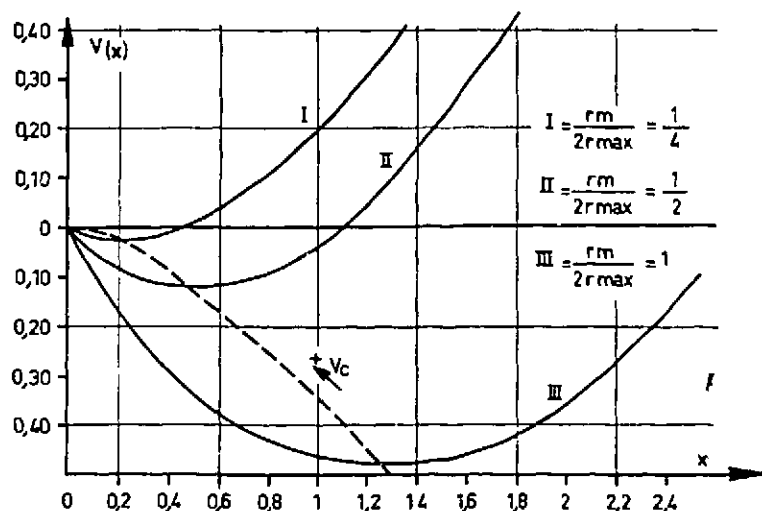


FIG. 18 -

Répartition du potentiel dans l'espace cible-collectrice (charge d'espace calculée en considérant une répartition des vitesses maxwellienne).

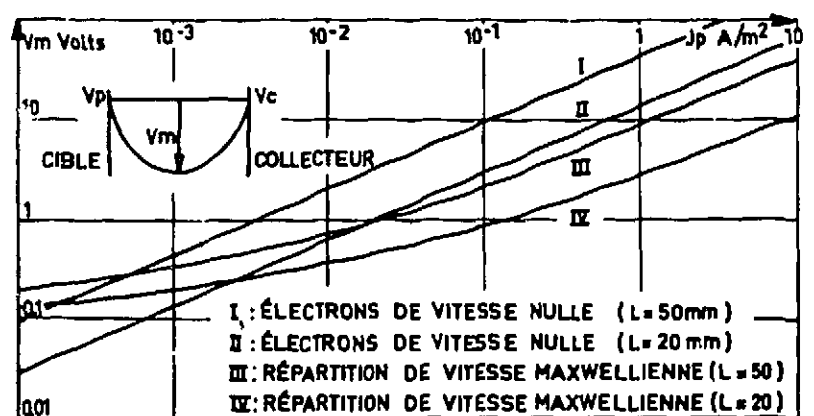


FIG. 19 -

Potentiel minimum dans l'espace cible-anode lorsque les électrons émis possèdent une vitesse nulle ou une répartition maxwellienne.

La figure 19 donne la valeur du potentiel minimum dans l'espace cible-anode lorsque $V_p = V_c$ dans le cas où la répartition des vitesses des secondaires est maxwellienne et lorsque leur vitesse initiale est nulle.

L'influence de la charge d'espace est d'autant plus importante que la distance séparant la cible du collecteur est grande.

IV - APPLICATIONS NUMERIQUES ET CONCLUSIONS

Si l'on choisit :

- une distance $L = 50$ mm séparant la cible de la collectrice
- un courant primaire de $1 \mu A$
- un diamètre Φ du faisceau primaire de 4 mm
- un coefficient d'émission secondaire $\delta = 2$
- une surface de 15 mm de diamètre pour les secondaires émis. (Compte tenu de la répartition

en cosinus des secondaires autour du point d'impact). On trouve que le potentiel minimum dans l'espace cible-anode (avec $V_p = V_c$) devient :

avec une répartition de vitesse nulle : $v_m \simeq 1$ volt

une répartition maxwellienne : $v_m \simeq 0,5$ volt

Avec les dispositifs expérimentaux qui ont servi à nos études, tant que le courant de faisceau primaire reste inférieur à environ $1 \mu A$, les perturbations que peut apporter la charge d'espace sont faibles. Il n'en est pas de même dans une caméra à ultrasons, où l'on peut être amené à utiliser des courants plus élevés et une géométrie différente.

CHAPITRE III

INFLUENCE DES ELECTRONS RETRODIFFUSES ET REDIFFUSES D'ENERGIE ELEVEE SUR LES MESURES D'EMISSION SECONDAIRE

I - INTRODUCTION

Pour étudier de façon détaillée l'émission secondaire électronique d'un matériau, il est nécessaire de relever son coefficient d'émission secondaire et la répartition énergétique des électrons émis.

Lorsqu'une cible est bombardée par un faisceau d'électrons primaires, on distingue généralement trois sortes de secondaires : les secondaires vrais, les rétrodiffusés, et les rediffusés inélastiquement. La séparation entre ces électrons ne peut nettement s'effectuer ; néanmoins on admet que les secondaires vrais possèdent une énergie inférieure à 50 eV.

Afin de mesurer avec précision la répartition énergétique de ces derniers, il est nécessaire de mettre au point des montages de mesure adéquats, dans lesquels l'influence des électrons plus rapides est prise en considération.

II - METHODES DE MESURE ET MONTAGES

II.1 - Méthode de mesure du coefficient d'émission secondaire

On ne s'intéressera qu'au rapport entre le nombre d'électrons secondaires vrais et le nombre d'électrons incidents, et on négligera les électrons d'énergie supérieure à 50 eV.

L'échantillon, dont la face bombardée est au potentiel zéro, se trouve placé au centre d'une électrode collectrice.

Lorsque cette dernière est portée à 50 volts, on mesure :

- dans le circuit échantillon : I_p (mesure ①)
- dans le circuit collecteur : zéro (mesure ②)

Quand le collecteur est porté à + 50 volts

- dans le circuit échantillon : $I_p - I_s$ (mesure ③)
- dans le circuit collecteur : I_s (mesure ④)

A partir de ces mesures, on peut déterminer δ de trois façons symbolisées de la manière suivante :

$$\delta_{(I_s)} = \frac{\textcircled{4}}{\textcircled{1}} , \quad \delta_{(I_p - I_s)} = \frac{\textcircled{1} - \textcircled{3}}{\textcircled{1}} , \quad \delta_{(+)} = \frac{\textcircled{4}}{\textcircled{4} + \textcircled{3}}$$

Comme le prouve un calcul d'erreur effectué par DAVOINE [38], l'erreur commise sur $\delta_{(I_s)}$ est deux fois plus importante que celle correspondant à $\delta_{(+)}$. De même, on peut montrer que $\Delta(I_p - I_s) \approx \Delta\delta_{(I_s)}$.

La troisième méthode est donc la plus satisfaisante.

Remarque :

La littérature [39] précise en général que dans la gamme d'accélération des primaires comprise entre 100 et 2 000 volts, le nombre des rétrodiffusés et des rediffusés inélastiquement est faible par rapport à l'ensemble des secondaires. Nous savons maintenant que leur pourcentage est loin d'être négligeable.

On peut alors comprendre que lorsque le collecteur est polarisé à -50 volts, le signal recueilli $I_s(-50)$ soit positif (il part du collecteur plus d'électrons qu'il en arrivent).

Les électrons rétrodiffusés par l'échantillon, ayant une énergie voisine de celle des électrons incidents engendrent des secondaires à la surface interne du collecteur. Ces derniers trouvent devant eux un champ accélérateur et reviennent vers l'échantillon ou son support. Il apparaît donc un signal positif dans le circuit du collecteur (figures 20 et 21).

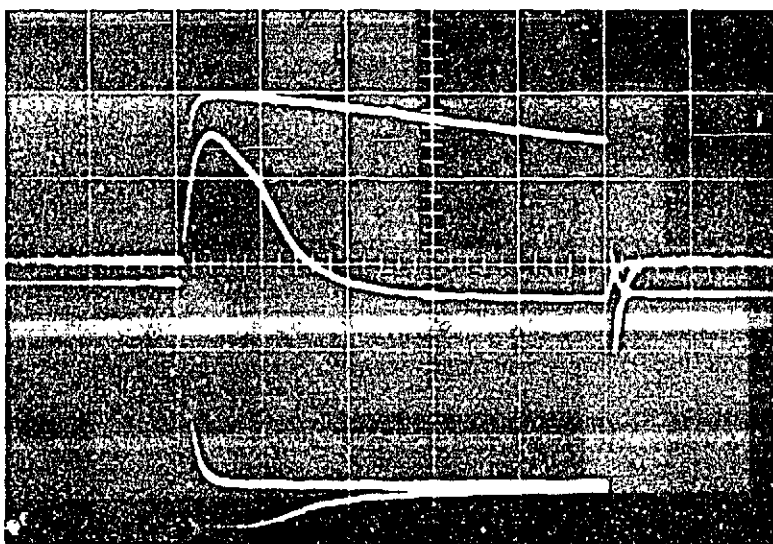


FIG. 20 - Quartz
Signaux : $I_s(-50V)$
 $I_p - I_s(+50V)$
 $I_p(-50V)$
 $I_s(+50V)$

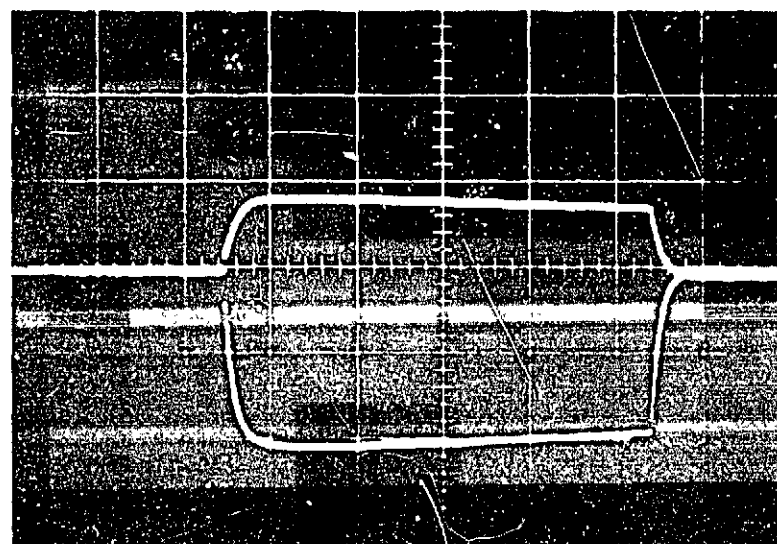


FIG. 21 - BaTiO₃
Signal I_s : $I_s(-50V)$
 $I_s(+50V)$

Il faut convenir que les électrons rétrodiffusés et rediffusés d'énergie supérieure à 50 eV sont relativement importants, même dans la gamme d'accélération des primaires comprise entre 100 et 2 000 volts, et qu'ils perturbent les mesures.

11.2 - Influence des effets des rétrodiffusés sur la mesure du coefficient d'émission secondaire

On fait l'hypothèse qu'il n'existe que des secondaires vrais de faible énergie et des rétrodiffusés.

Lorsque l'électrode collectrice est portée à -50 volts, on mesure (figure 22) :

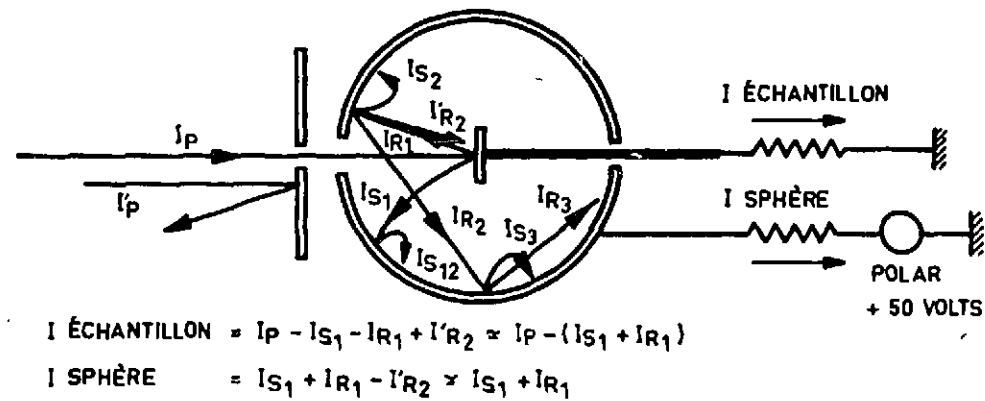
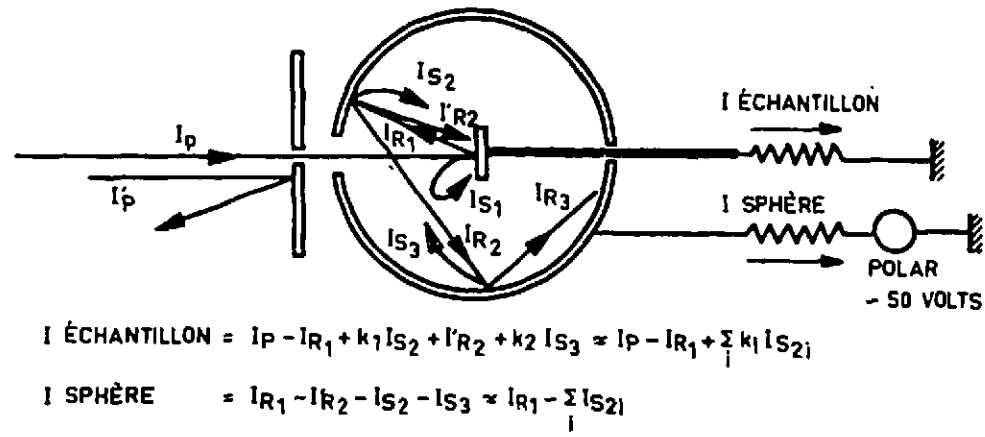


FIG. 22 - Mesure du coefficient d'émission secondaire. Montage simple.

$$\frac{I_{\text{échantillon}}}{(-50 \text{ V})} = I_p - I_{R1} + (I'_{R2} + I'_{R3} + \dots) + (k_1 I_{S2} + k_2 I_{S3} + \dots)$$

les coefficients k_i , inférieurs à 1 traduisent le fait que tous les secondaires du type I_{S2} (électrons tertiaires) ne retombent pas sur l'échantillon et qu'une partie est reçue par son support.

Si pour simplifier on prend $k_i = \bar{k}$, il vient :

$$\begin{aligned} \frac{I_{\text{échantillon}}}{(-50 \text{ V})} &= I_p - I_{R1} + m I_{R1} (\eta_2 + \eta_2^2 + \eta_2^3 + \dots) \\ &\quad + \bar{k} I_{R1} (\sigma_2 + \sigma_2 (m-1) \eta_2 + \sigma_2 (m-1) \eta_2^2 + \dots) \end{aligned}$$

en appelant m le rapport entre le nombre des rétrodiffusés par le collecteur qui reviennent sur l'échantillon au nombre total produit :

$$m = \frac{I'_{R2}}{I_{R2} + I'_{R2}}, \text{ cette quantité dépendant de la géométrie du dispositif.}$$

σ , le coefficient d'émission secondaire vrai

η , le coefficient d'émission secondaire rétrodiffusé.

et en affectant des indices 1 et 2 respectivement la cible et le collecteur.

Il vient alors :

$$\text{mesure } \textcircled{1} \quad \frac{I_{\text{échantillon}}}{(-50 \text{ V})} = I_p - I_{R_1} \left\{ 1 - m \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} - \bar{k} \sigma_2 \left[1 + (1-m) \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \right\} \quad (34)$$

De même on calcule :

$$\text{mesure } \textcircled{2} \quad \frac{I_{\text{collecteur}}}{(-50 \text{ V})} = I_{R_1} \left\{ 1 - m \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} - \bar{k}' \sigma_2 \left[1 + (1-m) \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \right\} \quad (35)$$

$\bar{k}'$ est un coefficient inférieur à 1, mais supérieur à $\bar{k}$, traduisant le fait que l'ensemble des électrons tertiaires ne quittent pas tous définitivement le collecteur et qu'une partie d'entre eux émis avec une incidence faible ont des trajectoires qui ne rencontrent ni la cible, ni son support et retombent sur ce dernier.

On aura également :

$$\text{mesure } \textcircled{3} \quad \frac{I_{\text{échantillon}}}{(+50 \text{ V})} = I_p - I_{s_1} - I_{R_1} \left[1 - m \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \quad (36)$$

$$\text{mesure } \textcircled{4} \quad \frac{I_{\text{collecteur}}}{(+50 \text{ V})} = I_{s_1} + I_{R_1} \left[1 - m \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \quad (37)$$

Les trois manières d'évaluer δ exposées plus haut s'écrivent alors

$$\delta_{(I_s)} = \frac{I_{s_1} + I_{R_1} \left[1 - m \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right]}{I_p - I_{R_1} \left\{ 1 - m \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} - \bar{k} \sigma_2 \left[1 + (1-m) \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \right\}}$$

$$\delta_{(I_p - I_s)} = \frac{I_{s_1} + I_{R_1} \left\{ \bar{k} \sigma_2 \left[1 + (1-m) \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \right\}}{I_p - I_{R_1} \left\{ 1 - m \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} - \bar{k} \sigma_2 \left[1 + (1-m) \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \right\}}$$

$$\delta_{(+)} = \frac{I_{s_1} + I_{R_1} \left[1 - m \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right]}{I_p}$$

Applications numériques

Dans le montage définitif que nous avons adopté, on a $m \simeq 0,1$.

Si le collecteur est en acier inoxydable $\eta_2 \simeq 0,20$.

S'il est recouvert de graphite colloïdal $\eta_2 \simeq 0,09$.

Le terme correctif $m \frac{\eta_2}{1-\eta_2}$ est alors respectivement égal à 0,025 et 0,0075.

On pourra, donc en général le négliger, et écrire :

$$\delta_{(I_s)} = \frac{I_{s_1} + I_{R_1}}{I_p - I_{R_1} \left\{ 1 - \bar{k} \sigma_2 \left[1 + \frac{\eta_2}{1-\eta_2} \right] \right\}} \quad (38)$$

$$\delta_{(I_p - I_s)} = \frac{I_{s_1} - I_{R_1} \left\{ \bar{k} \sigma_2 \left[1 + \frac{\eta_2}{1-\eta_2} \right] \right\}}{I_p - I_{R_1} \left\{ 1 - \bar{k} \sigma_2 \left[1 + \frac{\eta_2}{1-\eta_2} \right] \right\}} \quad (39)$$

$$\delta_{(+)} = \frac{I_{s_1} + I_{R_1}}{I_p} \quad (40)$$

Ces relations peuvent se mettre encore sous la forme

$$\delta_{(I_s)} = \frac{\sigma_1 + \eta_1}{1 - \eta_1 \left\{ 1 - \bar{k} \sigma_2 \left[1 + \frac{\eta_2}{1-\eta_2} \right] \right\}} \quad (38 \text{ bis})$$

$$\delta_{(I_p - I_s)} = \frac{\sigma_1 + \eta_1 \left\{ \bar{k} \sigma_2 \left[1 + \frac{\eta_2}{1-\eta_2} \right] \right\}}{1 - \eta_2 \left\{ 1 - \bar{k} \sigma_2 \left[1 + \frac{\eta_2}{1-\eta_2} \right] \right\}} \quad (39 \text{ bis})$$

$$\delta_{(+)} = \sigma_1 + \eta_1 \quad (40 \text{ bis})$$

On remarque ici que $\delta_{(+)}$ représente la meilleure façon d'effectuer la mesure. Toutefois si le terme $\bar{k} \sigma_2 \left[1 + \frac{\eta_2}{1-\eta_2} \right]$ est égal à 1 les trois mesures donnent le même résultat.

Ceci peut arriver occasionnellement. Une étude des expressions (38 bis) et (39 bis) en fonction de $\bar{k}$ montre que l'on fait des erreurs moins importantes en utilisant $\delta_{(I_p - I_s)}$ au lieu de $\delta_{(I_s)}$. Ces erreurs sont d'autant plus grandes que η_1 est élevé. Pour $\eta_1 = 0,30$, l'erreur sur $\delta_{(I_p - I_s)}$ peut atteindre 22 % et 40 % sur $\delta_{(I_s)}$. Pour $\eta_1 = 0,15$, on aura au maximum 13 % sur $\delta_{(I_p - I_s)}$ et 27 % sur $\delta_{(I_s)}$. A cause des phénomènes de charge de surface et des constantes de temps des circuits, la forme des signaux ne permet pas toujours d'évaluer $\delta_{(+)}$. On se contentera alors de calculer δ par une des deux premières méthodes.

II.3 - Influence des effets des rétrodiffusés sur la mesure du spectre d'énergie.

On utilise la méthode du champ retardateur. Si le potentiel du collecteur est négatif de V_c par rapport à la surface de l'échantillon, seuls les secondaires ayant une énergie supérieure à eV_c atteindront le collecteur. Si la répartition énergétique est définie par $f(E)$, le courant reçu par le collecteur sera :

$$I_{s(-V_c)} = -e \int_{eV_c}^{\infty} f(E) dE \quad (41)$$

D'où l'on peut tirer :

$$f(E) = \frac{1}{e} \frac{d I_s(-V_c)}{d(eV_c)} \quad (42)$$

En notant la valeur du courant reçu par le collecteur en fonction du champ retardateur, on relève la courbe $I_s(-V_c)$.

La dérivée de cette courbe fournit la fonction $f(E)$ traduisant la distribution énergétique.

Comme nous l'avons précisé plus haut, les effets perturbateurs des électrons rapides vont modifier la répartition réelle. Il est facile de montrer que :

$$\begin{aligned} \frac{I_{\text{échantillon}}}{(-V_c)} &= I_p - I_{R_1} \left\{ 1 - m \left(\frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right) \right\} - I_{s_1} (1 - a) + \bar{k} (1 - a) I_{s_{12}} \\ &+ \bar{k} \sigma_2 I_{R_1} \left[1 + (1 - m) \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] = \frac{I_{\text{échantillon}}}{(-50 V)} - I_{s_1} (1 - a) \left[1 - \bar{k} \sigma_2 \right] \end{aligned}$$

$$\frac{I_{\text{collecteur}}}{(-V_c)} = \frac{I_{\text{collecteur}}}{(-50 V)} + I_{s_1} (1 - a) \left[1 - \bar{k} \sigma_2 \right]$$

D'où l'on tire les coefficients d'émission secondaire apparents correspondant à un champ retardateur $(-V_c)$:

$$\begin{aligned} \frac{\delta(I_s)}{(-V_c)} &= \frac{I_{\text{collecteur}}(-V_c)}{I_{\text{échantillon}}(-50 V)} \\ \frac{\delta(I_p - I_s)}{(-V_c)} &= \frac{\frac{I_{\text{échantillon}}}{(-50 V)} - \frac{I_{\text{échantillon}}}{(-V_c)}}{\frac{I_{\text{échantillon}}}{(-50 V)}} \\ \frac{\delta(+)}{(-V_c)} &= \frac{\frac{I_{\text{collecteur}}}{(-V_c)}}{\frac{I_{\text{collecteur}}}{(-V_c)} + \frac{I_{\text{échantillon}}}{(-V_c)}} \end{aligned}$$

En négligeant $m \frac{\eta_2}{1 - \eta_2}$, on a :

$$\frac{\delta(I_s)}{(-V_c)} = \frac{I_{R_1} \left\{ 1 - \sigma_2 \left[1 + \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \right\} + I_{s_1} (1 - \alpha) [1 - \sigma_2]}{I_p - I_{R_1} \left\{ 1 - k \sigma_2 \left[1 - \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \right\}} \quad (43)$$

$$\frac{\delta(I_p - I_s)}{(-V_c)} = \frac{I_{s_1} (1 - \alpha) [1 - k \sigma_2]}{I_p - I_{R_1} \left\{ 1 - k \sigma_2 \left[1 - \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \right\}} \quad (44)$$

$$\frac{\delta(+)}{(-V_c)} = \frac{I_{R_1} \left\{ 1 - k' \sigma_2 \left[1 + \frac{\eta_2}{1 - \eta_2} \right] \right\} + I_{s_1} (1 - \alpha) [1 - k' \sigma_2]}{I_p} \quad (45)$$

Le coefficient d'émission secondaire apparent théorique étant :

$$\delta_{(-V_c)} = \frac{I_{R_1} + I_{s_1} (1 - \alpha)}{I_p} \quad (46)$$

Pour éliminer les effets des rétrodiffusés, il est nécessaire de disposer une grille supprimeuse, à quelques millimètres de la face interne du collecteur, polarisée négativement par rapport à celui-ci de manière à éviter le retour des électrons tertiaires vers la cible, et dont la transparence sera supposée égale à 100 %.

On obtient alors :

$$\frac{\delta(I_s)}{(-V_c)} = \frac{I_{R_1} + I_{s_1} (1 - \alpha)}{I_p - I_{R_1}} = \frac{\eta_1 + \sigma_1 (1 - \alpha)}{1 - \eta_1} \quad (47)$$

$$\frac{\delta(I_p - I_s)}{(-V_c)} = \frac{I_{s_1} (1 - \alpha)}{I_p - I_{R_1}} = \frac{\sigma_1 (1 - \alpha)}{1 - \eta_1} \quad (48)$$

$$\frac{\delta(+)}{(-V_c)} = \frac{I_{R_1} + I_{s_1} (1 - \alpha)}{I_p} = \eta_1 + \sigma_1 (1 - \alpha) \quad (49)$$

D'après ces expressions, on peut voir que si η_1 est très faible devant 1, les trois manières de calculer δ aboutissent au même résultat.

III - CONCLUSION

Les effets perturbateurs dus aux électrons rapides rétrodiffusés et rediffusés par l'échantillon peuvent être analysés par :

- l'émission d'électrons secondaires I_{s12} à la surface du collecteur (électrons tertiaires).
- l'émission d'électrons rétrodiffusés de forte énergie I_{R2} dont une partie I'_{R2} revient vers la cible.

Lorsque le collecteur possède une forme sphérique, seule une faible portion du total de ces électrons I_{R2} réfléchis par la sphère sont interceptés par l'échantillon. Le reste étant à nouveau reçu par une autre partie de la sphère n'a aucun effet du point de vue des charges collectées. Si le collecteur est recouvert de graphite colloïdal, l'erreur introduite par les rétrodiffusés I'_{R2} est inférieure à 1 %.

Les erreurs dues à l'émission d'électrons tertiaires émis par le collecteur sont beaucoup plus importantes et difficiles à éliminer. Il est nécessaire de placer pour cela une grille supprimeuse à maille large à l'intérieur du dispositif collecteur. Avec un tel montage, on peut espérer effectuer des mesures avec une erreur relative inférieure à 5 %.

CHAPITRE IV

MISE AU POINT D'UN MONTAGE DE MESURE POUR MATERIAUX ISOLANTS

I - INTRODUCTION

La mise au point d'un montage de mesure satisfaisant s'est faite progressivement, période pendant laquelle les considérations théoriques que nous avons précédemment développées ont été parallèlement étudiées, et vérifiées expérimentalement.

Nous présentons ici les résultats successifs obtenus avec les différents montages essayés.

II - ETUDE PRELIMINAIRE

Ces manipulations préliminaires avaient uniquement pour but de vérifier que le coefficient d'émission secondaire d'un quartz piezoélectrique était supérieur à l'unité dans une certaine gamme d'accélération des électrons primaires. Elles ont surtout permis de prendre conscience des difficultés expérimentales inhérentes à ce type de mesure.

Le montage utilisé a été décrit précédemment (cf. Infra chapitre I.VI).

Nous avons effectué des mesures avec un faisceau continu d'électrons ainsi qu'avec un faisceau pulsé.

(I.1 - Mesures réalisées avec un faisceau continu

Plusieurs mesures ont été faites en faisant varier les paramètres suivants :

- l'intensité et la tension d'accélération des primaires
- la tension de polarisation de l'électrode collectrice
- la géométrie de l'ensemble, c'est à dire la distance cible-collecteur
- la forme de l'impact électronique (faisceau focalisé en un spot très fin, balayage ligne, ou balayage ligne et image).

Quelques exemples de courbes relevées sont tracés (figures 23 et 24).

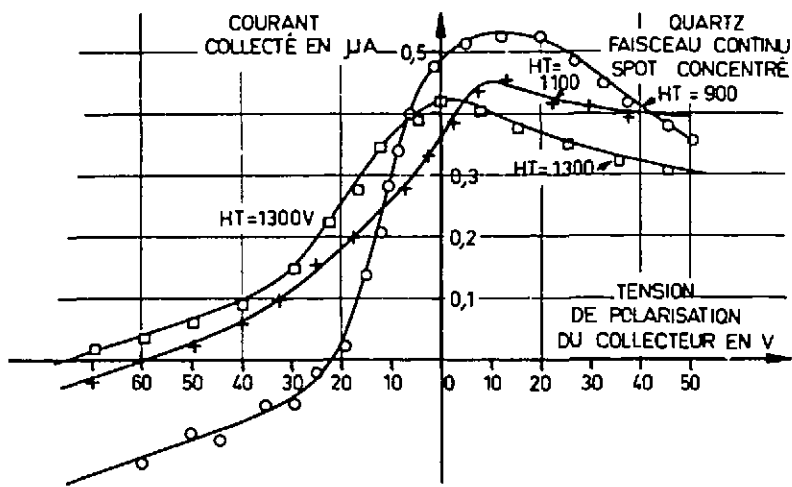


FIG. 23 - Mesures effectuées sur le quartz avec un faisceau continu. Influence de la haute tension.

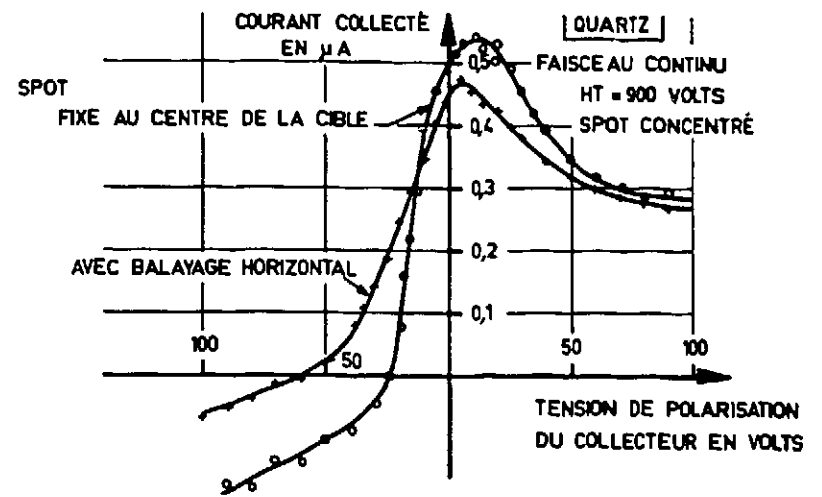


FIG. 24 - Mesures effectuées sur le quartz avec un faisceau continu. Influence du balayage.

L'allure générale des courbes traduisant le courant collecté en fonction du champ électrique entre la cible et la collectrice rappelle celle d'une diode avec certaines anomalies.

Les mesures d'autre part sont indépendantes du courant de faisceau, et lorsque le spot effectue un balayage de la surface, on obtient le même type de résultats.

On remarque que :

- le courant collecté diminue alors que le potentiel de la collectrice devient plus positif.
- le maximum du courant reçu correspond à une tension légèrement positive, qui d'autre part augmente avec la distance cible-collecteur.
- le courant change de signe pour une tension suffisamment négative.

Pour interpréter les deux premiers points, il est nécessaire de tenir compte du trajet des électrons en fonction de la répartition du champ électrique existant dans l'enceinte. Lorsque celui-ci est très accélérateur, une partie des secondaires passe au travers de l'anneau collecteur de la même façon que le faisceau primaire. On peut alors comprendre aisément l'existence d'un maximum du courant collecté pour une valeur assez faible du champ accélérateur et que cette valeur dépend de la distance cible-collecteur.

Lorsque le collecteur est très négatif, il ne capte plus les secondaires vrais émis par la cible, mais par contre, reçoit toujours les rétrodiffusés qui produisent à leur tour des secondaires sur l'acier inoxydable. Comme le coefficient d'émission secondaire de ce dernier est supérieur à l'unité, on mesure alors un courant positif dans le circuit collecteur.

Quand on augmente la distance L , ce phénomène est moins marqué. Ceci se comprend par des considérations géométriques simples.

11.2 - Mesures réalisées avec un faisceau pulsé d'électrons.

Avant toute mesure, le potentiel de la cible est stabilisé à zéro. Pour cela, on bombarde la cible pendant un certain temps en portant le collecteur à -3 Volts. Comme nous l'avons vu, on sait que la surface de l'échantillon se stabilisera à quelques volts au-dessus du potentiel du collecteur, c'est-à-dire pratiquement au potentiel zéro.

Le montage expérimental a été décrit chapitre I. Dans ces essais, nous avons mis en évidence les phénomènes de charge de surface et effectué les premières mesures de la variation du coefficient d'émission secondaire en fonction de l'énergie des primaires. On atteint un coefficient δ de l'ordre de 2,8 pour une haute tension de 400 Volts qui correspond aux valeurs indiquées par BRUINING [39]

$$(V_{P_{max}} = 400 \text{ à } 440 \text{ V}, \delta_{max} = 2,1 \text{ à } 2,9).$$

Précisons qu'avec des montages de mesure plus élaborés, nous n'avons jamais obtenu de valeurs aussi élevées.

II.3 - Conclusion de l'étude préliminaire

Ces essais ont surtout montré qu'il est difficile de réaliser des mesures significatives sur des isolants. La technique impulsionnelle est absolument nécessaire à l'étude fondamentale des phénomènes, mais les courbes relevées lorsque le faisceau d'électrons primaire frappe la cible en permanence représentent des données applicables au problème de la caméra à ultrasons.

Un bon nombre de résultats mentionnés dans la littérature sont souvent sujet à caution : la méthode de mesure n'est pas toujours décrite, les dispositifs collecteurs sont parfois aussi sommaires que celui dont nous venons de parler et beaucoup de mesures ont été effectuées soit avec des impulsions récurrentes, sans tenir compte de la charge de surface, soit avec un courant primaire élevé en négligeant la charge d'espace.

Il n'est donc pas étonnant de trouver des résultats notablement différents d'un auteur à un autre.

Conscient des lacunes de notre premier dispositif quant à la collecte de la totalité des électrons, nous avons effectué des mesures avec une cage de Faraday entourant totalement l'échantillon.

III - MONTAGE EXPERIMENTAL UTILISANT UNE CAGE DE FARADAY CYLINDRIQUE

III.1 - Le dispositif expérimental : Il est schématisé sur la figure 25, et la figure 26 donne une vue d'ensemble de l'appareillage utilisé.

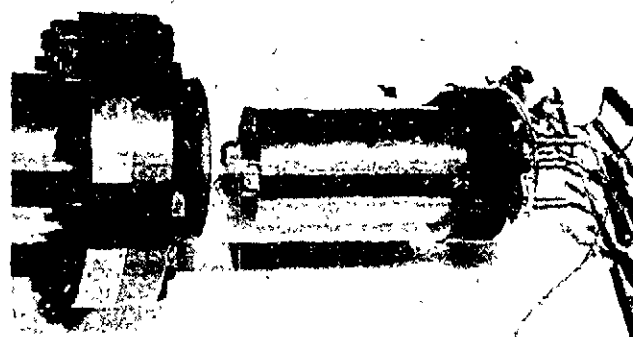
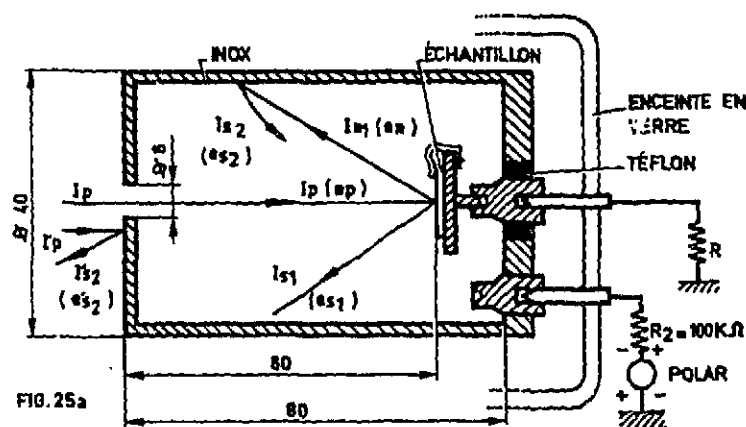


FIG. 25b - DISPOSITIF DE MESURE AVEC CAGE CYLINDRIQUE

FIG. 25 - Dispositif expérimental utilisant une cage de faraday cylindrique.

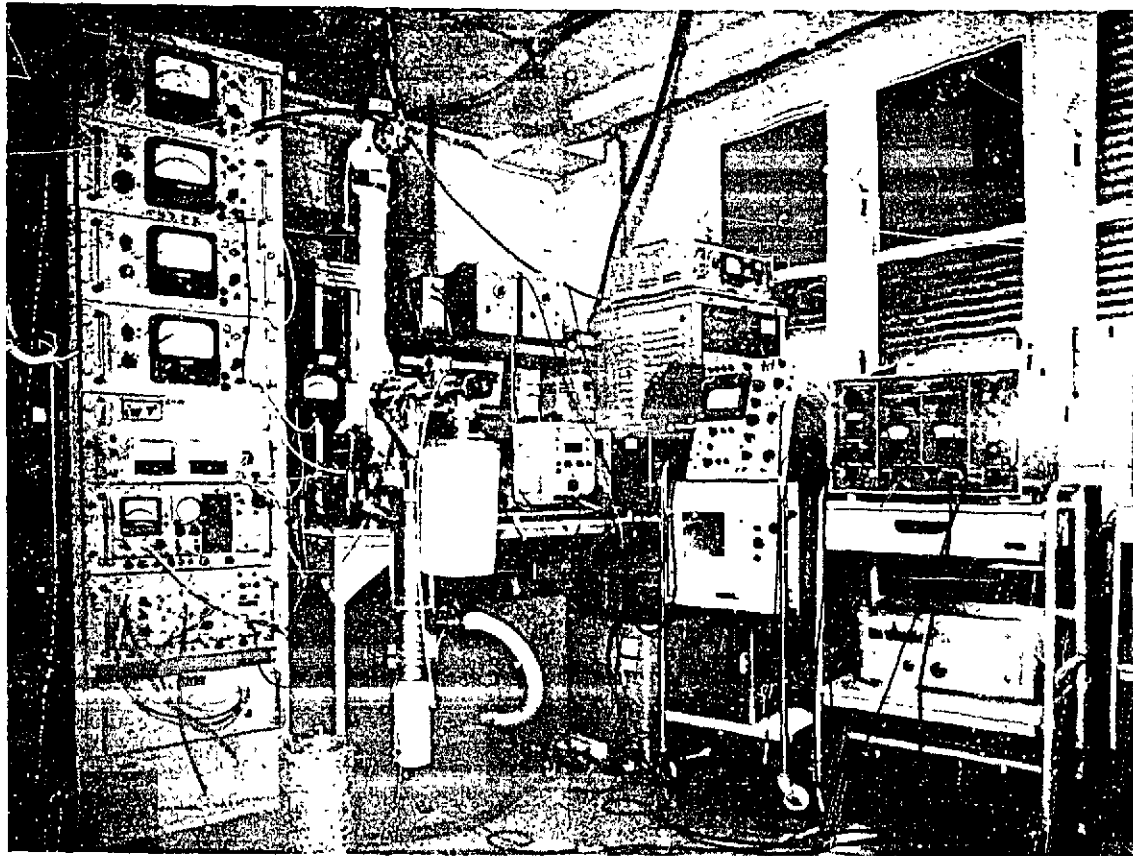


FIG. 26 - Vue d'ensemble de l'appareillage de mesure.

Les courants recueillis sont mesurés aux bornes des résistances R_1 et R_2 de $100\text{ k}\Omega$. Avec ce dispositif, nous avons également voulu mesurer le spectre énergétique des secondaires par la méthode du champ retardateur. Pour ceci il est nécessaire de pouvoir polariser la cage de Faraday, entre environ $+50$ et -50 Volts, l'échantillon étant à la masse.

Le circuit de polarisation comprend une batterie de piles, et un potentiomètre P_1 de $5\text{ k}\Omega$, de grande précision (potentiomètre 10 tours) et est identique à celui représenté sur la figure 12. L'interrupteur K_2 commute le collecteur, soit sur le circuit de polarisation, soit sur l'alimentation stabilisée délivrant une tension de -50 Volts.

Les signaux sont visualisés sur un oscilloscope à mémoire. Le déclenchement de la base de temps de l'oscilloscope est réalisé au moyen d'une impulsion délivrée par le générateur d'impulsions, qui précède d'une durée variable celle débloquent le canon à électrons.

Ce générateur peut d'autre part être déclenché manuellement (on obtient alors une impulsion unique sur le wehnelt), à l'aide d'un signal extérieur.

Le circuit auxiliaire comportant l'interrupteur K_1 relie une sortie $6,3\text{ Volts} - 50\text{ Hz}$ de l'alimentation stabilisée au circuit de déclenchement du générateur. L'émission de paquets d'électrons se fait alors avec une fréquence de 50 Hz . On se sert de ce circuit lorsque l'on désire stabiliser la cible au potentiel du collecteur.

III.2 - Résultats obtenus

Quelques exemples de résultats obtenus sont représentés sur les figures 27 et 28.

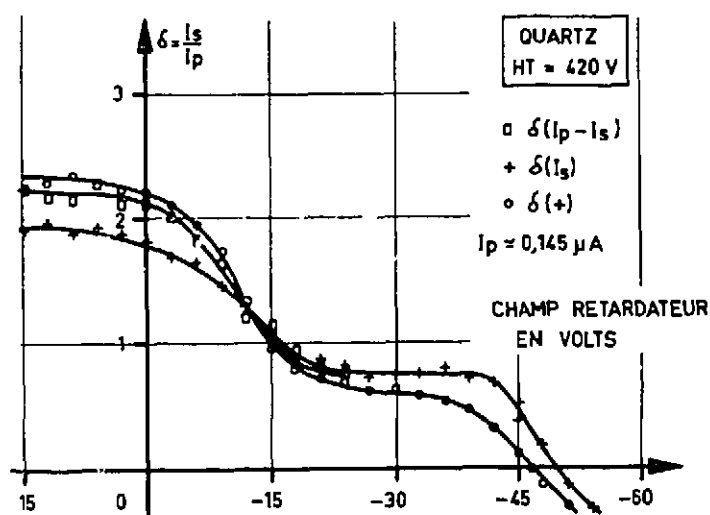


FIG. 27 - Coefficient d'émission secondaire apparent du quartz.

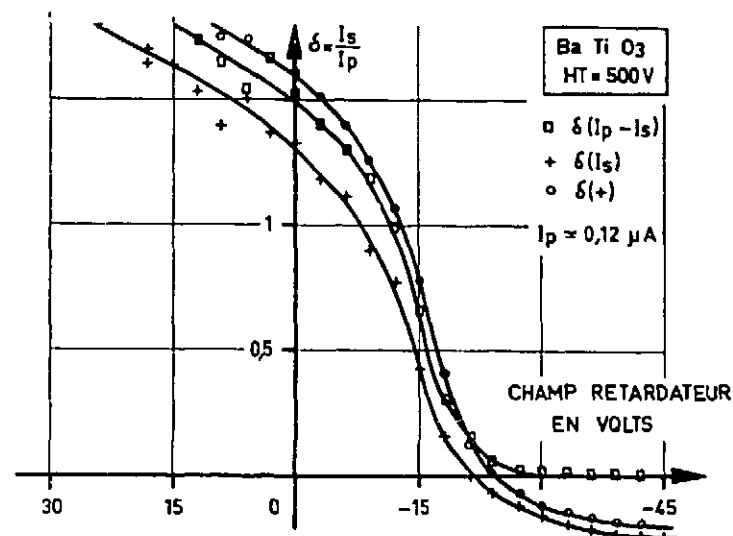


FIG. 28 - Coefficient d'émission secondaire apparent du titanate de Baryum.

On remarque que comme dans l'étude préliminaire, les signaux changent de signe à partir d'une certaine valeur du champ retardateur. L'influence néfaste des électrons rétrodiffusés est ici confirmée. Ce type de montage collecteur, bien qu'entourant complètement l'échantillon n'est pas adapté pour relever le spectre énergétique des secondaires.

IV - MONTAGE DE MESURE UTILISANT UNE CAGE DE FARADAY SPHERIQUE

IV.1 - Premier dispositif

STERNGLASS [40] et VAN DE GRAFF [41] précisent également que la géométrie de l'ensemble et l'existence d'un champ électrique retardateur unidirectionnel perpendiculaire à l'échantillon peuvent introduire des erreurs atteignant 20 %. GANICHEV et UMKIN [42] ont d'autre part analysé la précision avec laquelle les mesures du spectre d'énergie des électrons émis par un disque circulaire placé au centre d'une sphère pouvaient être faites : si le rapport du diamètre de l'échantillon au diamètre de la sphère est de 0,1, les erreurs de mesure n'excèdent pas 1 %.

Pour éliminer l'éventualité du bombardement direct du collecteur par le faisceau primaire, nous avons placé devant la sphère à 10 mm du trou d'entrée de diamètre 6 mm un diaphragme percé d'un trou plus petit ($\varnothing = 4$ mm) recouvert de poudre fluorescente. Il est porté à un potentiel négatif de façon à réduire le nombre d'électrons secondaires qui sortiraient de la sphère.

Nous utilisons ici exclusivement la méthode de l'impulsion unique et, avant chaque mesure, la cible est stabilisée à un potentiel aussi voisin que possible du potentiel zéro.

Nous avons constaté alors, comme dans les expériences précédentes, que le courant I_s mesuré dans le circuit de la sphère devient positif à partir d'une valeur suffisamment élevée du champ retardateur. Aucun doute n'étant plus possible, il devient nécessaire d'éliminer l'influence des électrons rétrodiffusés. Ceci est obtenu par une grille supprimeuse à maille large placée à 7 mm de la sphère et maintenue en permanence à - 16 Volts

par rapport à cette dernière.

D'autre part, l'intérieur de la sphère et la grille ont été recouverts de graphite colloïdal.

Les courbes de la figure 29 montrent les divers résultats que l'on peut obtenir avec ou sans grille suppresseuse, avec ou sans dépôt de graphite colloïdal sur les électrodes.

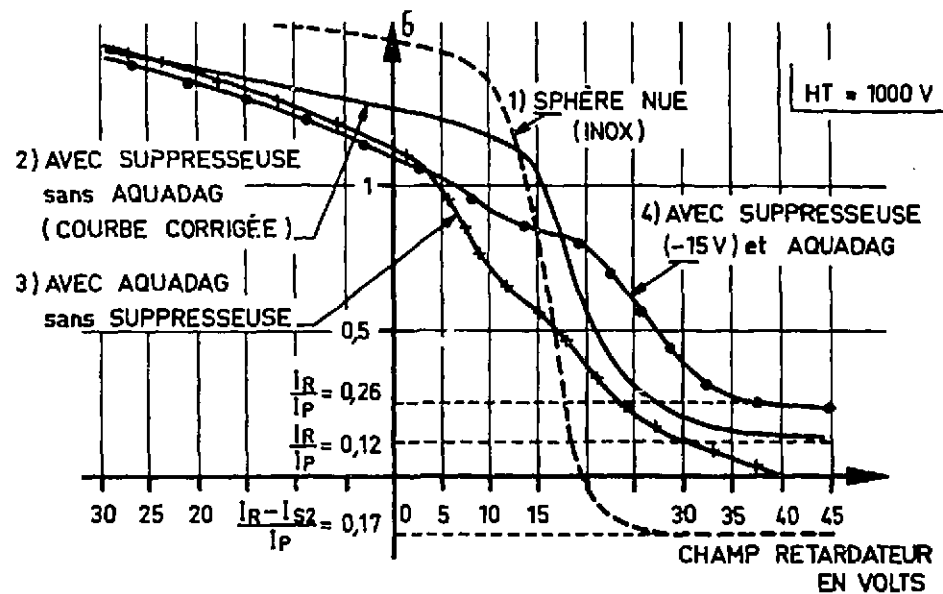


FIG. 29 - Mesures effectuées sur la solution solide $\text{Pb}(\text{Zr-Ti})\text{O}_3$ avec le dispositif sphérique.

On pourra remarquer que les mesures du courant collecté en fonction du champ retardateur présentent dans le cas du titanate-zirconate de plomb une allure inhabituelle qui conduit à un spectre énergétique mettant en évidence des secondaires vrais beaucoup plus rapides que la littérature a coutume de le signaler. Nous avons pu douter quelques temps de nos résultats, mais plusieurs essais effectués par la suite sur des matériaux connus, nous ont donné les mêmes valeurs que celles relevées par d'autres auteurs.

D'autre part, on constate que plus le champ est accélérateur, plus on capte d'électrons. L'interprétation des courbes obtenues de cette manière est donc difficile, car les mesures relevées ne traduisent pas uniquement l'influence du champ retardateur comme analyseur de vitesse.

JACOBS [43] sur MgO et BRUINING [44] avec BaO ont observé que le coefficient d'émission secondaire est influencé par la présence d'un champ électrique au voisinage de l'échantillon ; mais ces auteurs n'ont pas effectué de mesure du spectre d'énergie.

Nous avons alors mis au point un montage dans lequel une zone de champ nul est créée devant l'échantillon. C'est également ce que fait JONKER [45] pour l'étude de la distribution énergétique des secondaires émis par le nickel.

IV - MONTAGE DEFINITIF DE MESURE

De manière à maintenir une zone de champ nul devant l'échantillon, nous avons placé une troisième grille S_3 portée à la masse, de diamètre 40 mm environ et dont la transparence est identique à celle de la grille S_2 . Le champ retardateur analysant la répartition de vitesses est établi entre les grilles S_3 et S_2 , la sphère S_1 collectant les secondaires vrais et rétrodiffusés par l'échantillon. Si la surface de ce dernier est au préalable mise à la masse, il existe donc une zone de champ nul entre la grille S_3 et lui-même.

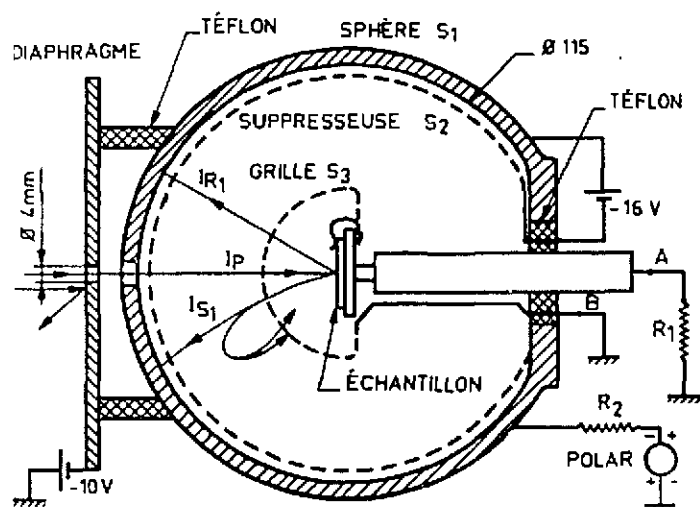


FIG. 30a - SCHÉMA DU DISPOSITIF COLLECTEUR

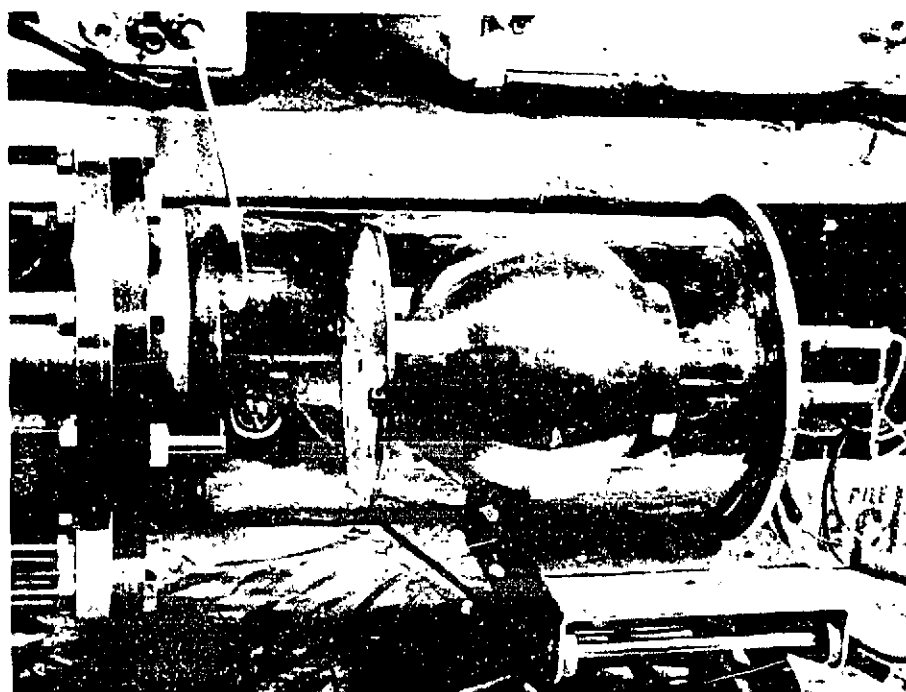


FIG. 30c - DÉTAIL DU DISPOSITIF COLLECTEUR SPHÉRIQUE

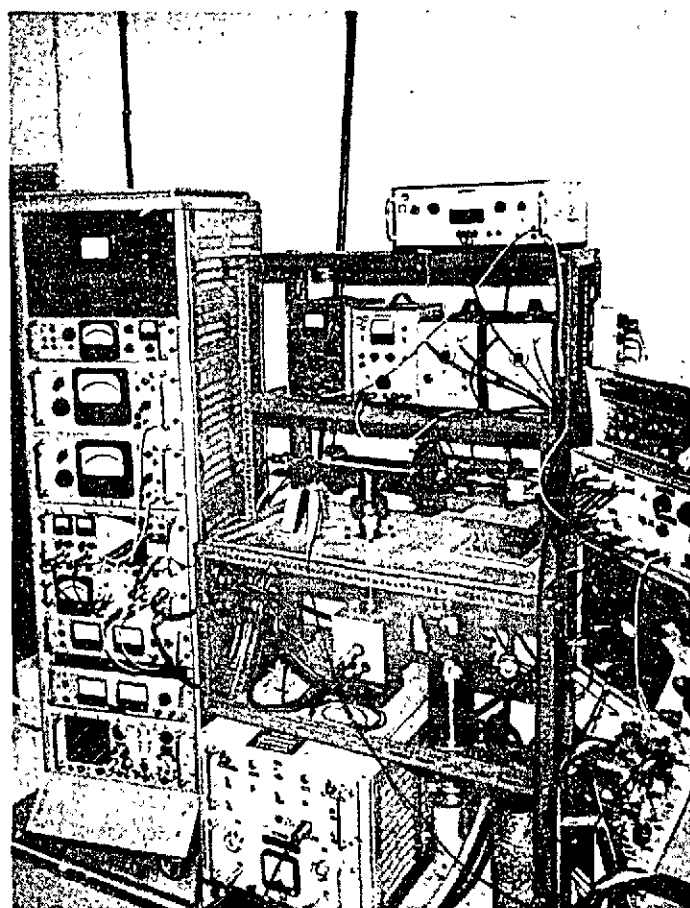


FIG. 30b - VUE D'ENSEMBLE DE LA MANIPULATION

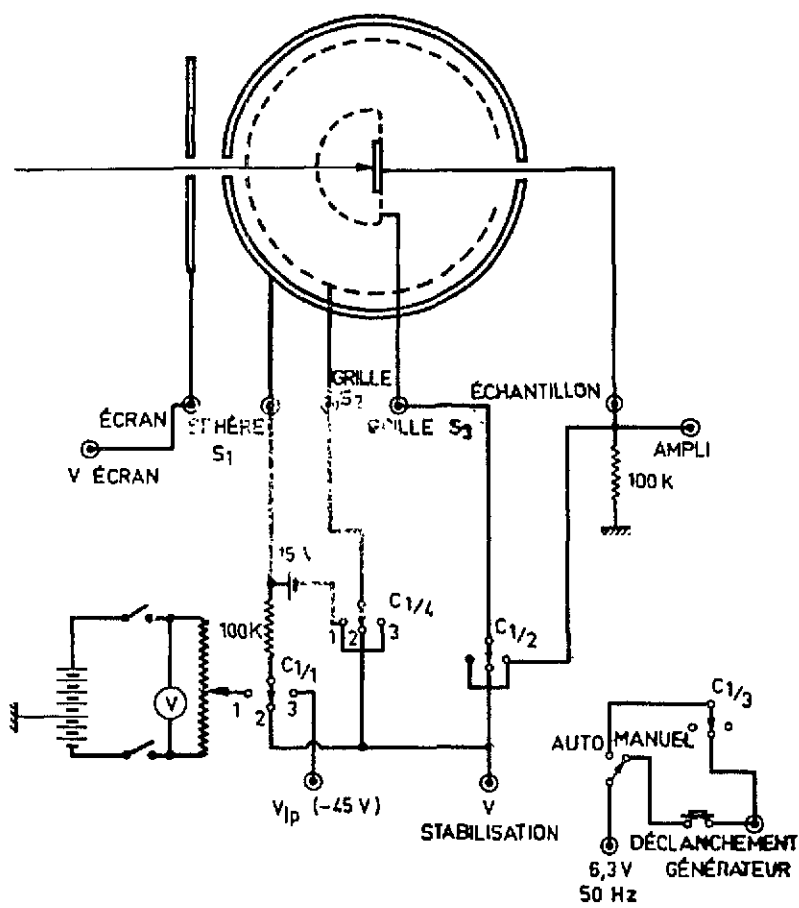


FIG. 30d - SCHÉMA DÉFINITIF DU DISPOSITIF D'ÉTUDE DE L'ÉMISSION SECONDAIRE DES MATÉRIAUX ISOLANTS

FIG. 30 - Schéma du dispositif de mesure utilisé pour l'étude des isolants.

Les schémas et vues du dispositif que nous avons finalement utilisé pour relever le spectre énergétique des secondaires est représenté figure 30.

Un commutateur C_1 à plusieurs galettes permet de mesurer sur la position ① le courant I_s reçu par le collecteur en fonction du champ retardateur appliqué. Sur la position ③ on mesure le courant I_p . Lorsqu'il est placé sur la position ②, on applique sur toutes les électrodes du dispositif la tension de stabilisation.

Le circuit auxiliaire situé en bas à droite montre que lorsque l'on est en position automatique, l'alimentation stabilisée déclenche le générateur d'impulsions débloquant le canon.

Ce circuit permet donc d'éviter les fausses manoeuvres car pour effectuer la mesure de I_p ou celle de I_s , on passe obligatoirement par la position stabilisation.

Il faut toutefois apporter quelques précisions sur cette manière de mesurer le spectre énergétique des secondaires. Dans notre dispositif d'analyse, tous les électrons secondaires n'arrivent pas dans l'espace compris entre la grille S_3 et la grille S_2 où existe le champ retardateur effectuant l'analyse de leur vitesse. Seule une partie du spectre est donc analysée et la portion correspondant aux énergies les plus faibles retombe sur l'échantillon : elle contribue alors à maintenir constant le champ entre ce dernier et S_3 .

On peut donc avancer que cette méthode ne permet pas d'analyser la totalité du spectre d'énergie des secondaires. De plus si l'on ne maintient pas une zone de champ nul au voisinage de l'échantillon, on s'expose à effectuer des mesures dans lesquelles le champ situé au voisinage de celui-ci peut modifier le phénomène étudié, alors que le rôle unique qu'on désire lui voir jouer est un rôle d'analyseur de vitesse.

Pour mesurer tout le spectre, il serait nécessaire de faire arriver sur la cible, un nombre d'électrons, ayant une vitesse exactement nulle provenant d'un canon auxiliaire, et dont le nombre serait égal à la différence entre les secondaires émis et les primaires incidents. Ils serviraient uniquement à maintenir constant et égal à zéro le potentiel de surface de l'isolant. Tous les secondaires résultant de l'impact des électrons primaires pourraient alors être analysés. Il faut bien noter que ces conditions paraissent difficiles à réaliser expérimentalement.

V - CONCLUSION

Les mesures d'émission secondaire en général, sont très délicates et il est nécessaire de mettre en oeuvre un appareillage relativement compliqué. Les mesures sur des matériaux isolants le sont encore bien plus et par ailleurs, lorsque l'échantillon est isolant, d'autres difficultés apparaissent, dues en particulier à la charge de surface.

Avec toutes les précautions que nous avons prises, la précision de nos mesures n'excède pas 5 %.

Il semble, en effet, que par la méthode du champ retardateur il soit difficile d'obtenir des résultats avec une marge d'erreur très inférieure.

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DES MATERIAUX PIEZOELECTRIQUES

CHAPITRE I

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EMISSION SECONDAIRE DE QUELQUES SUBSTANCES PIEZOELECTRIQUES

I - INTRODUCTION

Nous avons tout d'abord entrepris une série d'essais sur des matériaux conducteurs. La variation du coefficient d'émission secondaire en fonction de l'énergie des électrons primaires a été relevée, ainsi que leur spectre énergétique dans la gamme d'accélération des primaires comprise entre 300 et 2000 Volts. Les matériaux étudiés ont été l'acier inoxydable, le cuivre, le magnésium et le graphite colloïdal.

Les résultats obtenus sont proches de ceux que l'on peut trouver dans la littérature. Ils nous permettent d'autre part, d'évaluer avec précision les effets des rétrodiffusés à partir des constantes relevées sur l'acier inoxydable et le graphite colloïdal. Quelques résultats sont donnés figures 31 à 36.

Des mesures vraiment significatives ont alors pu être entreprises sur des isolants piezoélectriques susceptibles d'être utilisés dans une caméra à ultrasons.

II - ECHANTILLONS

II.1 - Choix des cibles étudiées

Il existe dans la nature de nombreuses substances piezoélectriques puisque on dénombre 20 classes de cristaux ayant cette propriété.

Pour réaliser une caméra à ultrasons, de nombreuses raisons technologiques limitent ce choix. A l'heure actuelle, pour l'émission et la détection d'ultrasons, on utilise soit des pastilles de matériaux piezoélectriques taillées dans un monocristal, soit des substances ferroélectriques auxquelles on confère, par polarisation préalable, des propriétés piezoélectriques.

Certaines de ces dernières substances sont des solutions solides dont la composition chimique est judicieusement dosée de manière à optimiser les propriétés piézoélectriques et diélectriques.

Nous avons choisi d'étudier trois matériaux qu'il est facile de se procurer dans le commerce : le quartz SiO_2 , le titanate de baryum Ba Ti O_3 et une solution solide de titanate-zirconate de plomb dopée au niobium (PZT 5)*¹ (les deux derniers sous forme de céramiques frittées).

De plus, nous avons utilisé un monocristal de Ba Ti O_3 *² afin de vérifier nos prévisions théoriques.

Certaines mesures ont également été faites avec des monocristaux de KCl et de KBr.

*1 commercialisé par BRUSH - Clevite Corporation

*2 aimablement fourni par Monsieur le Professeur BRUSSET de la Faculté des Sciences de Paris.

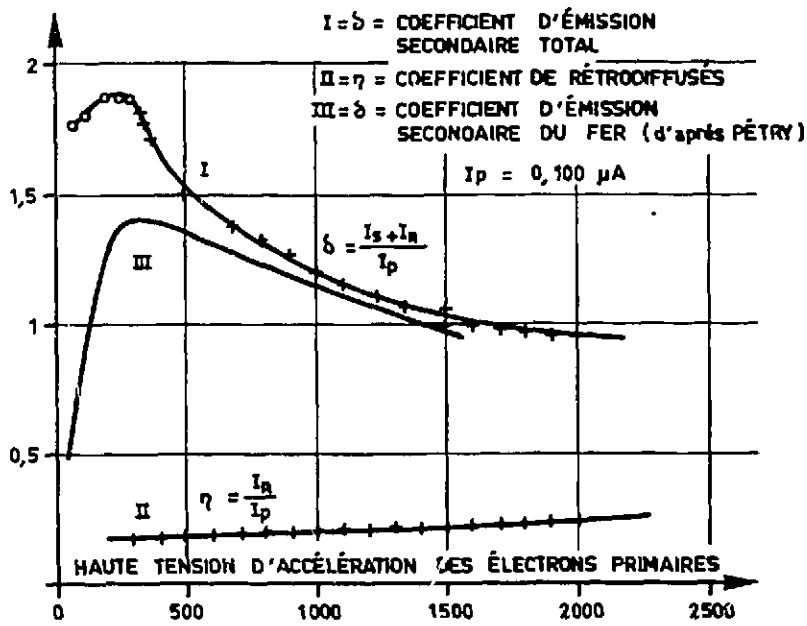


FIG. 31 - Coefficient d'émission secondaire de l'acier inoxydable NS22S.

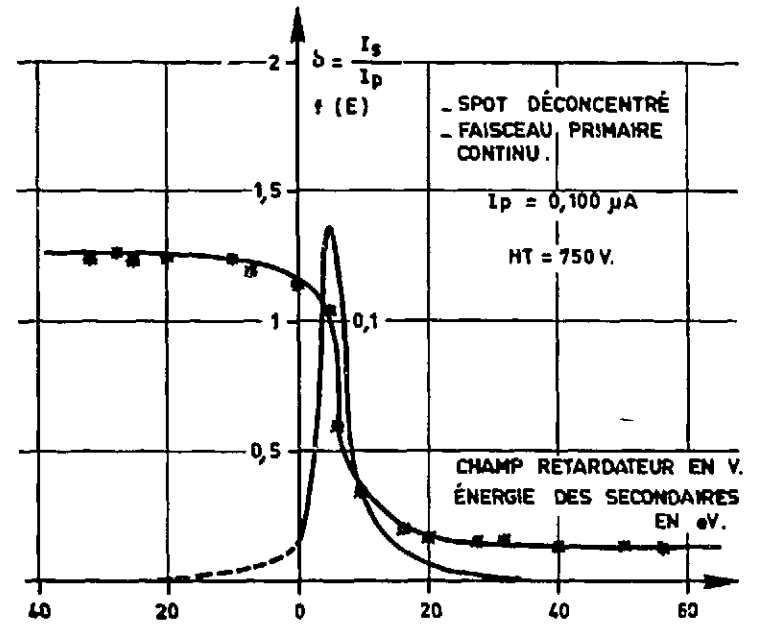


FIG. 32 - Spectre d'énergie des secondaires émis par l'acier inoxydable NS22S.

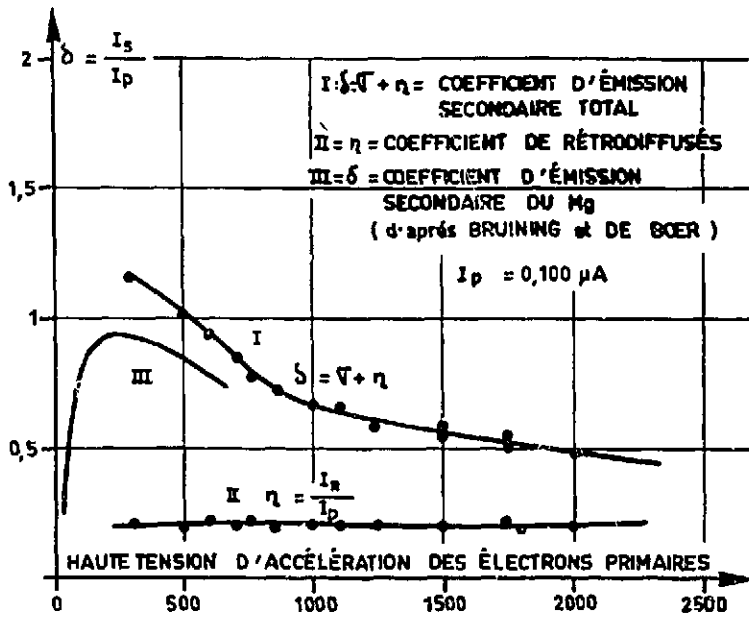


FIG. 33 - Coefficient d'émission secondaire du Magnésium.

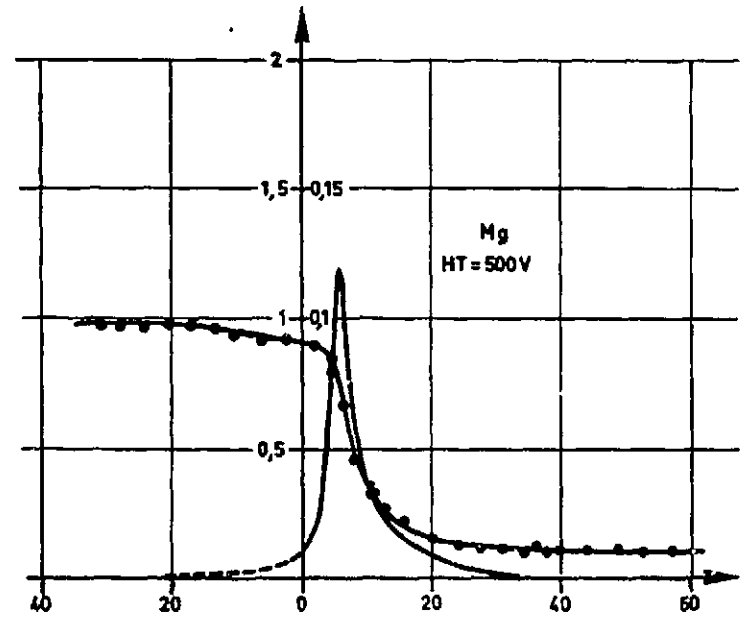


FIG. 34 - Spectre d'énergie des secondaires émis par le Magnésium.

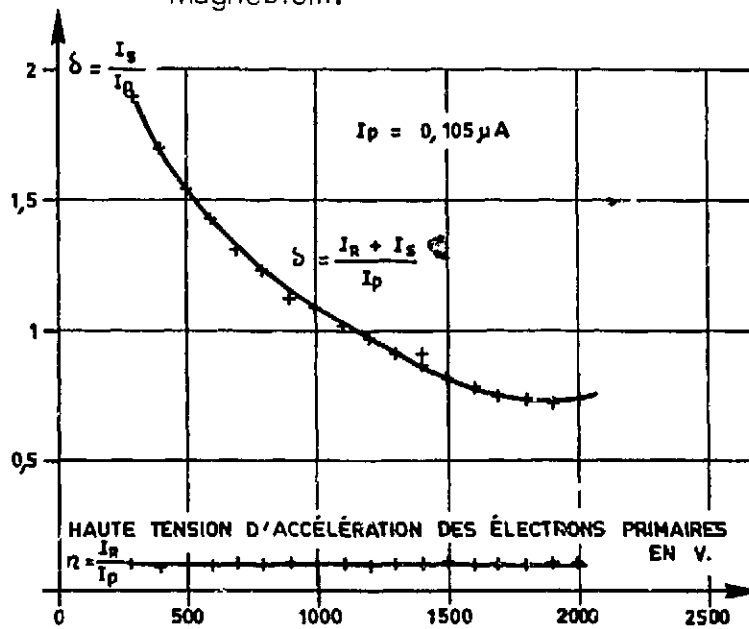


FIG. 35 - Coefficient d'émission secondaire du graphite colloïdal.

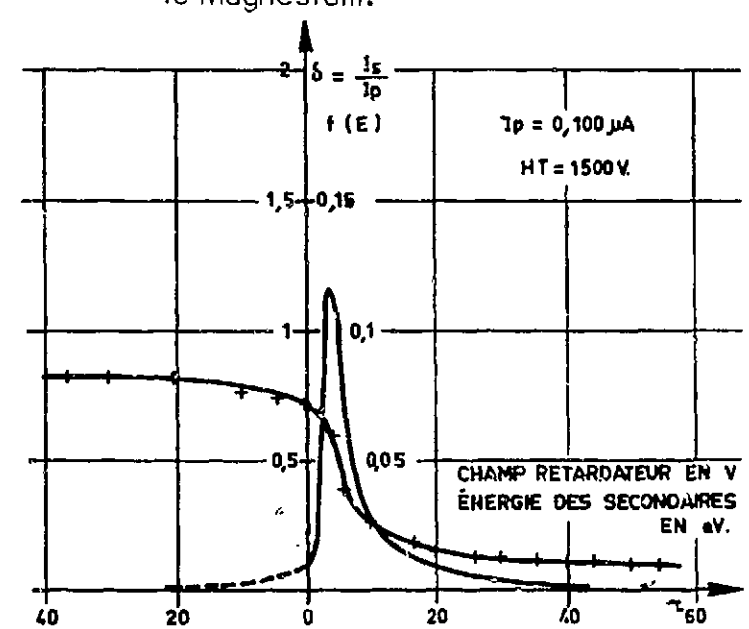


FIG. 36 - Spectre d'énergie des secondaires émis par le graphite colloïdal.

II.2 - Structure - Composition - Préparation des échantillons

II.2.1 - Quartz

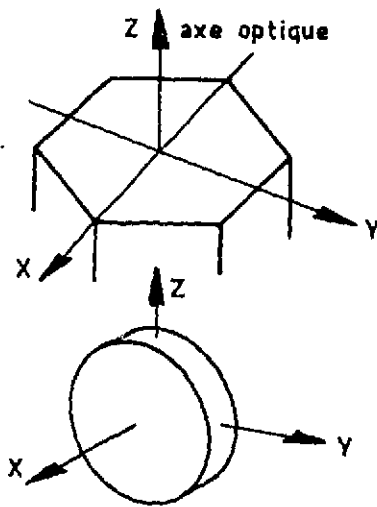


FIG. 37 - Quartz coupe "X".

Si O_2 cristallise dans le système hexagonal et on a l'habitude de désigner par un cristal de coupe "x", une pastille découpée suivant le schéma de la figure 37 ci-contre. Un diagramme de LAÛE nous a montré que la surface bombardée par le faisceau d'électrons correspond au plan (110). Le diamètre de l'échantillon est de 20 mm. L'épaisseur, fonction de la fréquence d'utilisation, a le plus souvent été choisie égale à 0,60 mm (correspondant à 4 MHz).

II.2.2 - Titanate de Baryum

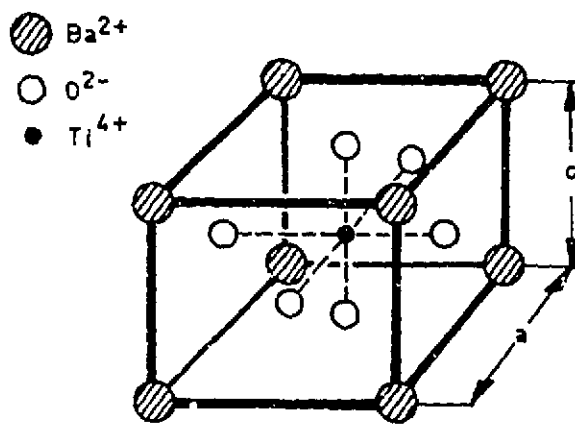


FIG. 38 - Structure de $BaTiO_3$

Le titanate de baryum possède la structure des perovskites dont la formule générale est ABO_3 , où A est un métal di ou monovalent. B un métal tétra ou pentavalent.

Dans la phase non polarisée, il possède la symétrie cubique.

Les ions B_a^{++} occupent les coins du cube ; les ions O^{--} sont localisés sur les centres des faces et l'ion T_i^{+4} est situé au centre.

Au-dessous de la température de CURIE il est tétragonal avec c/a légèrement supérieur à l'unité ($a = 4,00 \text{ \AA}$).

Dans le cas du monocristal étudié, l'indice de MILLER de la surface bombardée est (100).

II.2.3 - Solution solide $Pb(Zr-Ti)O_3$

Ce matériau possède une structure identique à celle du $BaTiO_3$. A l'ambiante, il est cristallisé dans le système tétragonal. Comme nous avons très peu de renseignements sur ce matériau (les fabricants étant assez discrets sur leur composition exacte) nous avons effectué un diagramme de DEBYE. Nous voulions surtout savoir si le matériau était mono ou biphasique. L'analyse aux rayons X ne révèle qu'une seule phase. Les paramètres de la maille sont $a = 4,040 \text{ \AA}$
 $c = 4,129 \text{ \AA}$

JAFFE et BERLINCOURT [46] d'autre part signalent qu'une composition de 45 % $PbZrO_3$ et de 55 % de $PbTiO_3$ apporte les meilleures propriétés piezoélectriques.

Remarque

Une analyse de nos échantillons à la microsonde de CASTAING confirme à quelques pour cent près cette composition.

Au cours de nos diverses expériences, nous avons été tentés d'interpréter certains phénomènes par la présence d'impuretés dans l'échantillon. Sur les céramiques frittées de $\text{Pb}(\text{Zr-Ti})\text{O}_3$ comme sur BaTiO_3 on trouve des traces de Nb et également de Si. La présence de silicium provient vraisemblablement de la préparation des échantillons au cours du polissage au papier carborandum, puisque Si se trouve surtout dans les cavités.

II.2.4 - Préparation des échantillons

Avant d'être introduites dans l'enceinte de mesure, les cibles sont soigneusement dégraissées à l'alcool et étuvée à 50°C pendant une heure. Les monocristaux qu'il est possible de cliver, sont placés sur leur support et mis sous vide immédiatement après clivage.

III - VARIATION DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE AVEC L'ENERGIE DES ELECTRONS PRIMAIRES

Pour mesurer le courant secondaire, il suffit de créer devant l'échantillon un champ faiblement accélérateur, puisque les secondaires possèdent déjà une vitesse initiale. Généralement, dans ce type de mesures on applique sur l'électrode collectrice un potentiel de l'ordre de 50 Volts.

Les premières courbes représentant la variation du coefficient d'émission secondaire ont été obtenues avec cette valeur. Nous utilisons alors le montage comportant une cage de Faraday cylindrique, sans grille supresseuse. Ces résultats correspondent aux courbes en pointillé des figures 39, 40 et 41 relatives aux trois matériaux étudiés.

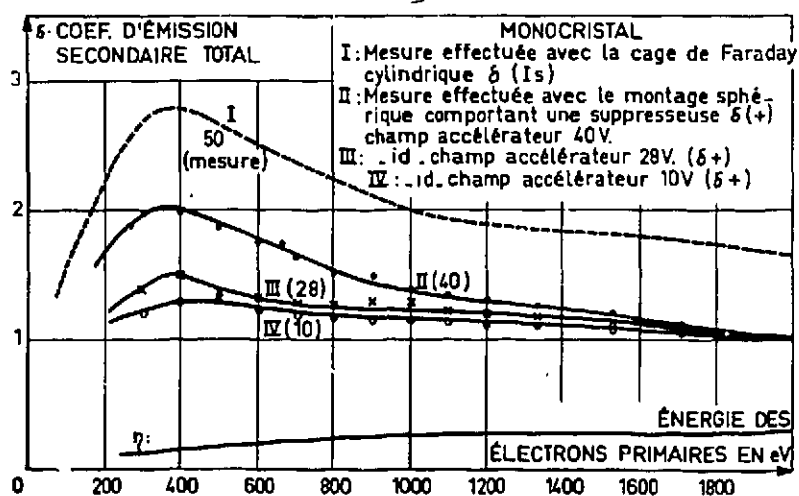


FIG. 39 - Coefficient d'émission secondaire du quartz.

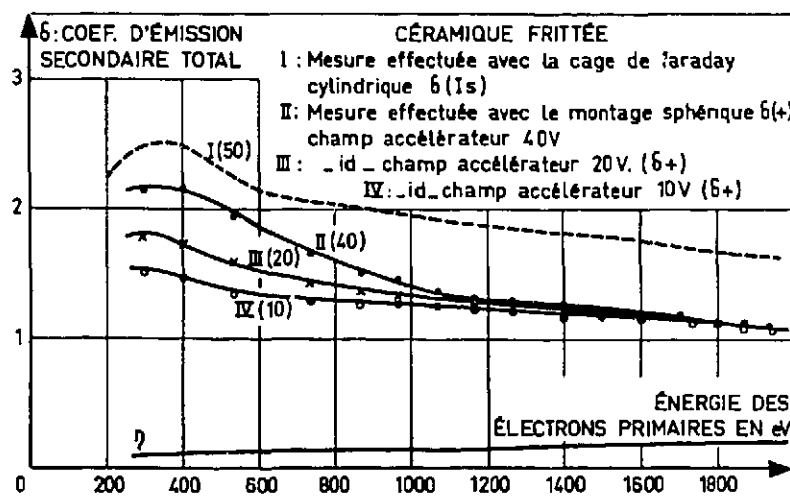


FIG. 40 - Coefficient d'émission secondaire d'une céramique de BaTiO_3 .

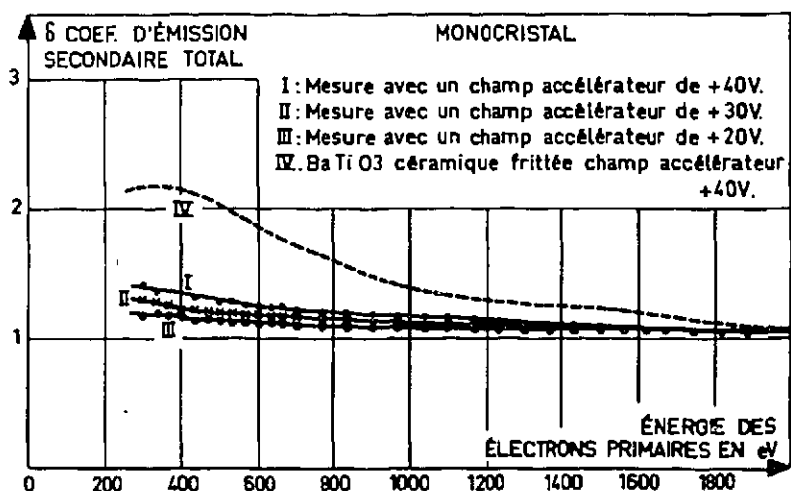


FIG. 41 - Coefficient d'émission secondaire d'un monocristal de BaTiO_3 .

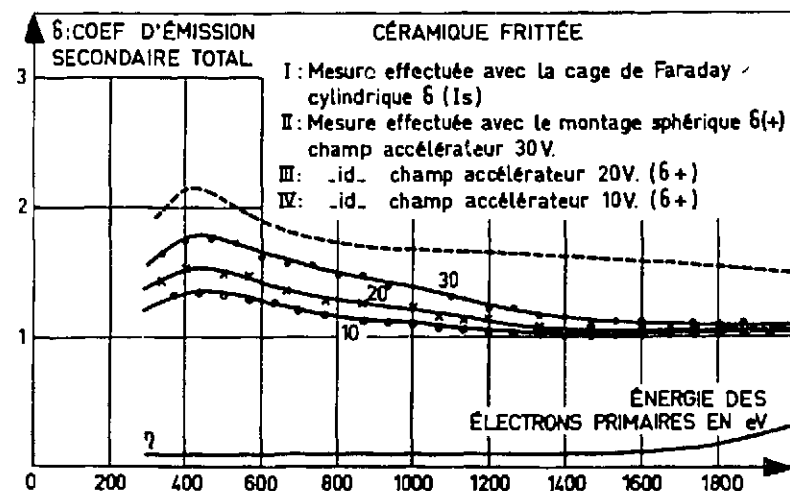


FIG. 42 - Coefficient d'émission secondaire de la solution solide $\text{Pb}(\text{Zr-Ti})\text{O}_3$.

Nous avons analysé les erreurs que peut apporter ce montage. Avec le dernier dispositif sphérique comportant une grille suppressive et en portant $\delta_{(+)}$, les valeurs trouvées sont beaucoup plus faibles.

Dans la suite de nos essais, de même que dans la mise au point du dispositif définitif, nous avons observé que le champ accélérateur contribuait à modifier l'émission secondaire et qu'à un champ plus intense, correspondait un δ plus élevé.

Sur les figures 30, 40 et 41, 42 on remarque que cette influence est d'autant plus sensible que l'on se rapproche de $V_{p_{max}}$. Pour chacun des matériaux, le coefficient d'émission secondaire total est supérieur à l'unité pour toute la gamme d'accélération des électrons primaires comprise entre 300 et 2000 eV (mais très proche de 1 au-dessus de 1000 Volts).

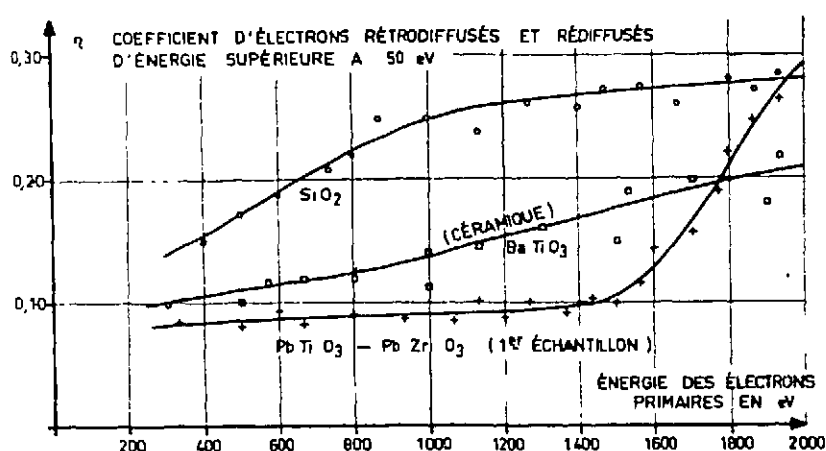


FIG. 43 - Coefficient d'électrons rétrodiffusés pour SiO_2 - $BaTiO_3$ - $Pb(Zr - Ti)O_3$.

Le coefficient η des électrons rétrodiffusés et rediffusés d'énergie supérieure à 50 eV est également représenté sur la figure 43.

Il augmente progressivement pour SiO_2 et $BaTiO_3$ et plus brutalement dans le cas de $PbZrO_3$ - $PbTiO_3$.

Il atteint environ 0,25 pour le quartz au-dessus de 1000 eVolts.

Il semble difficile, avec de telles valeurs de considérer η comme négligeable, et on comprend ainsi la nécessité de mettre en oeuvre, un dispositif d'analyse des électrons secondaires tenant compte des effets annexes des rétrodiffusés.

Comme le montrent ces résultats, le coefficient d'émission secondaire d'un matériau isolant dépend non seulement de l'énergie des électrons primaires, mais encore du champ accélérateur que l'on place devant l'échantillon.

Le tableau ci-dessous résume nos résultats.

Matériau	$V_{p_{max}}$	V_{pII}	δ_{max} (40 Volts)	η_{moyen} (1000 Volts)
SiO_2 monocristal	390 Volts	~1950 Volts	2,01	0,25
$BaTiO_3$ monocristal	~ 300 Volts	supérieur à 2000 Volts	1,40	0,15
$BaTiO_3$ céramique	~ 300 Volts	supérieur à 2000 Volts	2,09	0,14
$PbTiO_3 - PbZrO_3$ céramique	450 Volts	supérieur à 2000 Volts	1,95	0,09

Le δ_{max} correspond à un champ accélérateur de 40 Volts.

Le η_{moyen} est pris pour une énergie des primaires égale à 1000 eV.

Nous avons tenté de confronter nos résultats avec ceux fournis par la littérature. Dans le cas du quartz par exemple, BRUINING [39] donne pour ce matériau $V_{p_{max}} = 400$ à 440 Volts, $V_{p_I} = 30$ Volts, $V_{p_{II}} = 2300$ Volts, $\delta_{max} = 2,1$ à $2,9$. Une mesure plus récente par MATSKEVICH [47] du coefficient de rétrodiffusés donne $\eta \approx 0,30$ pour $V_p > 1$ k Volt.

En définitive, on peut remarquer l'influence du champ accélérateur sur le coefficient d'émission secondaire et contrairement à ce qui se passe avec les conducteurs, il n'est pas possible de définir un coefficient d'émission secondaire avec pour unique paramètre, la haute tension accélérant les primaires. Ces phénomènes ont déjà été signalés par JACOBS [43] et BRUINING [44] sur MgO et sur BaO. Nous l'avons également mis en évidence sur d'autres matériaux isolants comme KCl et KBr.

IV - SPECTRE D'ENERGIE DES SECONDAIRES EMIS

Comme on vient de le voir, le coefficient d'émission secondaire des matériaux piezoélectriques est assez proche de l'unité et l'analyse du spectre d'énergie des électrons émis montre que seule une faible partie du spectre, correspondant aux énergies les plus basses ne sera pas analysée.

IV.1 - Relevé du coefficient d'émission secondaire apparent en présence d'un champ retardateur

Le nombre d'électrons émis par le matériau dépend du champ électrique situé en face de celui-ci, et il est alors logique de penser qu'il puisse également influencer sur leur répartition énergétique. Pour cette raison, une zone de champ nul est maintenue devant l'échantillon.

Afin d'évaluer ces effets, des courbes représentant le courant secondaire collecté en fonction du champ retardateur ont été relevées sans maintenir une zone de champ nul devant l'échantillon. La grille S_3 est alors enlevée et le champ retardateur compté entre la surface de l'échantillon et la grille S_2 .

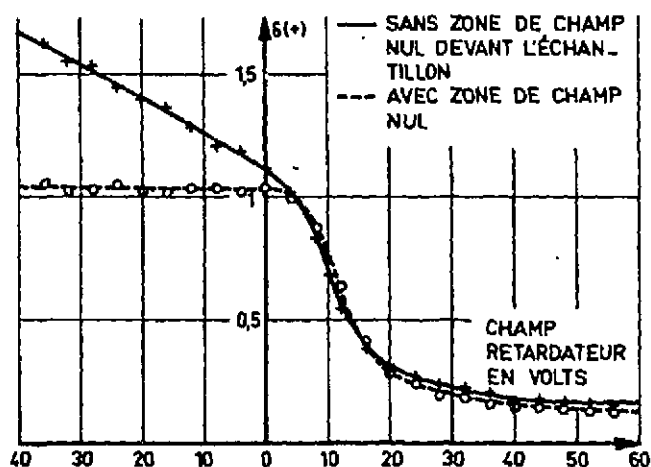


FIG. 44 - Coefficient d'émission secondaire apparent du quartz. Influence du champ situé au voisinage de la cible HT = 400 V

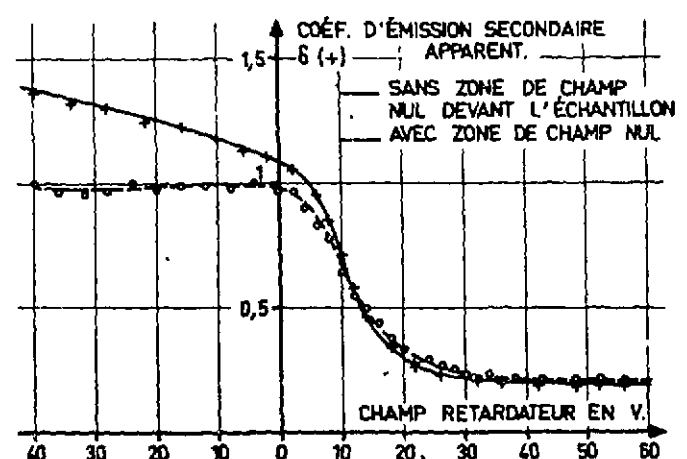


FIG. 45 - Coefficient d'émission secondaire apparent du quartz. Influence du champ situé au voisinage de la cible HT = 800 V

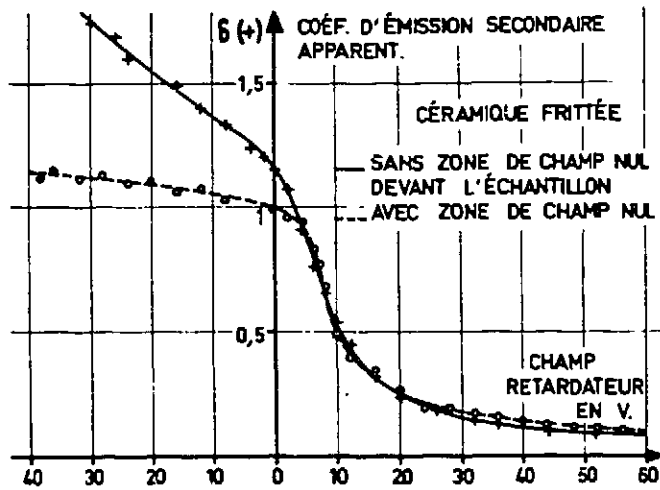


FIG. 46 - Coefficient d'émission secondaire apparent du BaTiO_3 . Influence du champ situé au voisinage de la cible $HT = 500 \text{ V}$

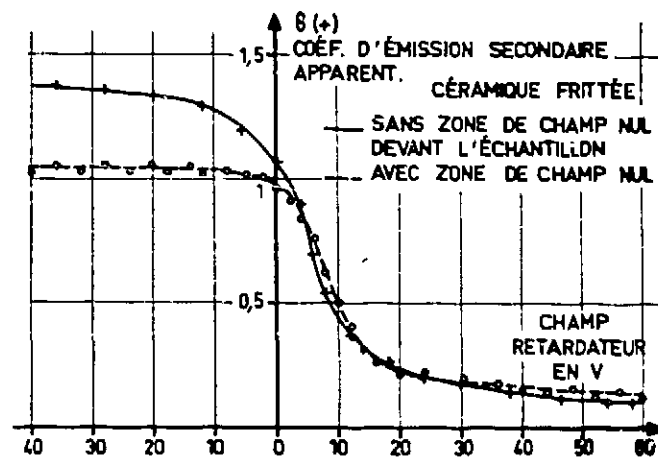


FIG. 47 - Coefficient d'émission secondaire apparent du BaTiO_3 . Influence du champ situé au voisinage de la cible $HT = 1,000 \text{ V}$

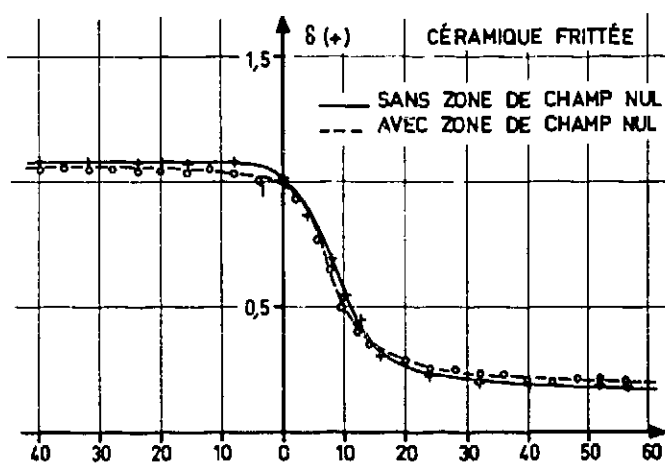


FIG. 48 - Coefficient d'émission secondaire apparent du BaTiO_3 . Influence du champ situé au voisinage de la cible $HT = 1,900 \text{ V}$

Pour SiO_2 et BaTiO_3 , les courbes des figures 44 à 48 montrent que dans la zone des champs retardateurs, aux erreurs de mesure près, le courant secondaire n'est pas modifié par le champ extérieur situé au voisinage de l'échantillon. Par contre, on remarquera également sur les courbes des figures 44 à 46 que l'on n'obtient pas de courant de saturation dans la zone des champs accélérateurs. Ceci confirme de manière très nette les résultats que nous avons exposés en III).

IV.2 - Spectre énergétique des matériaux piézoélectriques

*** BaTiO_3** L'analyse du spectre énergétique des secondaires vrais émis par BaTiO_3 montre qu'il n'existe pratiquement aucune variation de la répartition énergétique des secondaires dans la gamme d'accélération des primaires comprise entre 300 et 2000 Volts (figure 49). L'énergie la plus probable des secondaires vrais est située entre 6 et 7 eV.

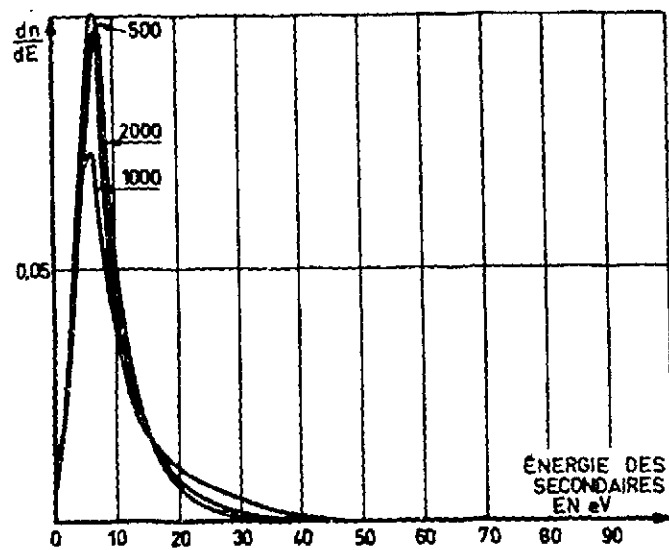


FIG. 49 - Spectre d'énergie des secondaires émis par BaTiO₃ (céramique frittée).

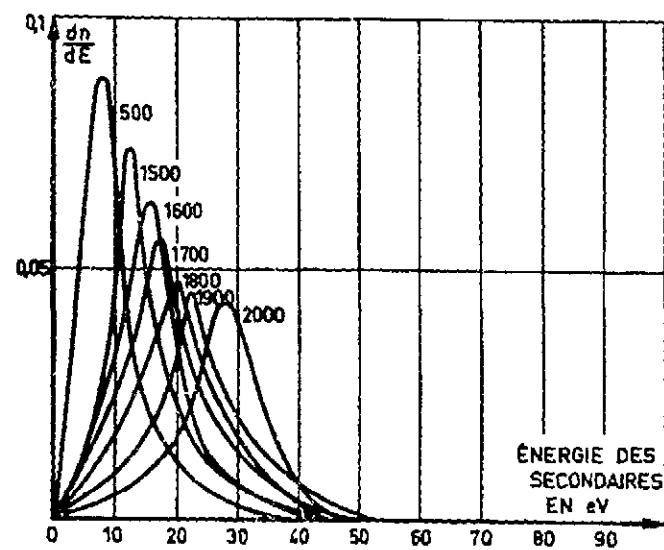


FIG. 50 - Spectre d'énergie des secondaires émis par SiO₂ (Quartz monocristal).

Les variations que l'on peut constater proviennent surtout du fait que ces courbes résultent du calcul de la dérivée d'une courbe expérimentale sur laquelle il n'est pas toujours aisé de déterminer avec précision la valeur et la position du point d'inflexion correspondant au maximum du spectre.

De même, il n'y a pratiquement aucune différence entre les courbes de répartition énergétique des secondaires émis par le monocristal et par l'échantillon fritté.

SiO₂ Les courbes correspondant à SiO₂ sont représentées figure 50. Le spectre énergétique ne varie pratiquement pas tant que V_p reste inférieur à 1500 Volts, avec une énergie la plus probable située entre 8 et 9 Volts. Entre 1500 et 2000 Volts, le spectre énergétique que nous avons mesuré se décale vers les valeurs plus élevées, le maximum étant toutefois moins marqué.

Pb(Zr-Ti)O₃ Pour la solution solide PbZrO₃ - PbTiO₃ de nombreux essais ont été effectués et il apparaît en première analyse que ce matériau est beaucoup plus difficile à étudier, les résultats étant difficilement reproductibles.

Certains phénomènes que nous avons mis en évidence par la suite, et notamment l'influence d'un bombardement antérieur de la surface de l'échantillon, nous ont montré qu'il fallait voir là la principale cause du manque de reproductibilité des résultats. Nous avons choisi ce matériau pour mettre au point le dispositif d'analyse et le premier échantillon étudié avait dans cette phase subi un bombardement important. Des mesures refaites sur le même échantillon que l'on avait laissé de côté pendant 2 mois ont donné des résultats beaucoup plus proches que ceux dont nous venons de parler, relatifs au BaTiO₃ et à SiO₂.

Les mesures effectuées sur le premier échantillon donnent les répartitions énergétiques de la figure 51. Dans ces essais, on a également noté la variation du coefficient d'électrons rétrodiffusés avec la haute tension (figure 52). Quelques résultats relatifs à l'échantillon "reposé" sont donnés (figures 53 et 54).

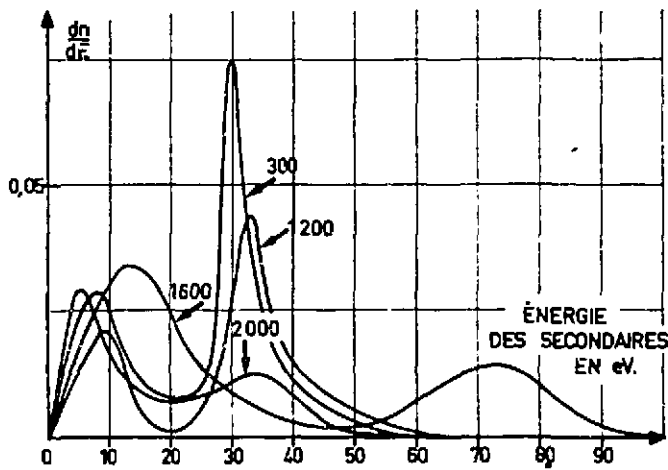


FIG. 51 - Spectre d'énergie des secondaires émis par $\text{Pb}(\text{Zr} - \text{Ti})\text{O}_3$ échantillon préalablement bombardé.

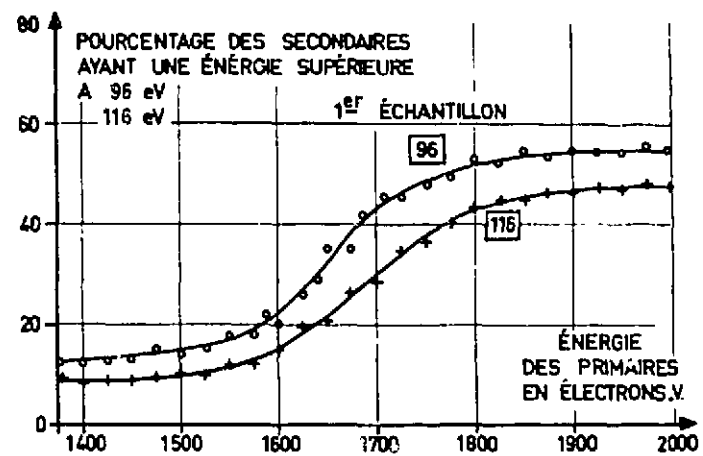


FIG. 52 - Variation des rétrodiffusés avec la haute tension sur $\text{Pb}(\text{Zr} - \text{Ti})\text{O}_3$ préalablement irradié.

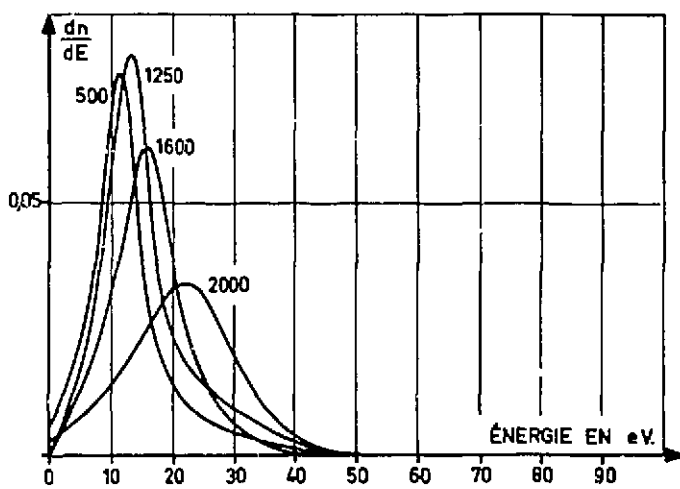


FIG. 53 - Spectre d'énergie des secondaires émis par $\text{Pb}(\text{Zr} - \text{Ti})\text{O}_3$ échantillon "reposé".

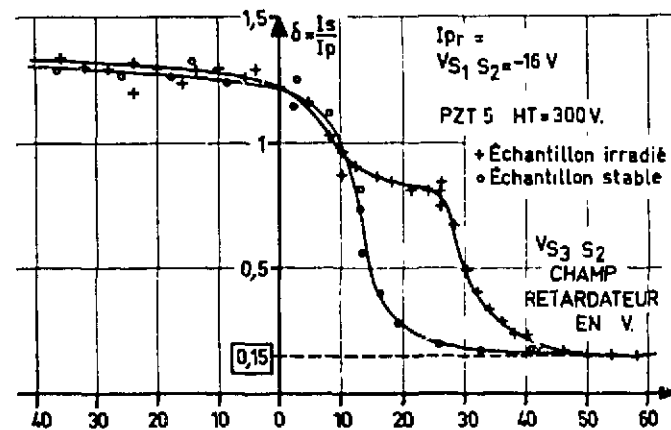


FIG. 54 - Coefficient d'émission secondaire apparent de $\text{Pb}(\text{Zr} - \text{Ti})\text{O}_3$ d'un échantillon préalablement irradié et d'un échantillon "reposé".

D'autre part quelques courbes relevées lorsque l'on ne maintient pas devant l'échantillon une zone de champ nul sont représentées figure 55.

On remarque l'influence extractrice du champ accélérateur situé devant l'échantillon tant que l'énergie des primaires est inférieure à 1100 eV.

IV.3 - Variation comparée de E_{max}

Sur la figure 56 on a porté la variation de l'énergie la plus probable des secondaires en fonction de l'énergie des primaires pour les trois matériaux étudiés.

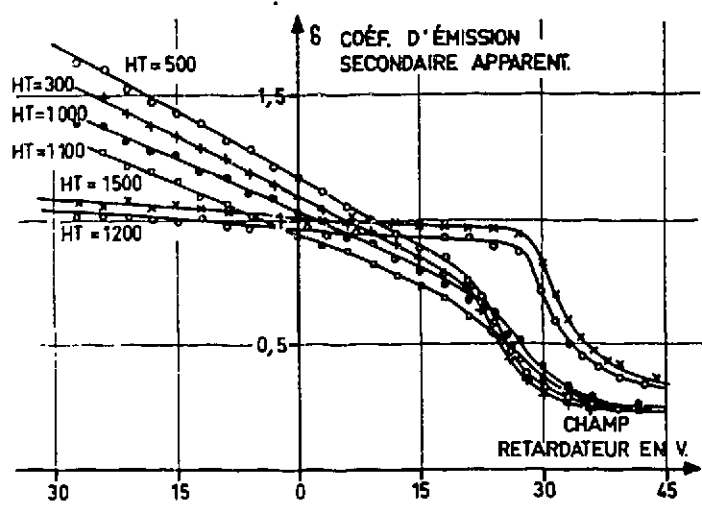


FIG. 55 - Influence du champ électrique situé au voisinage de l'échantillon (matériau $\text{Pb}(\text{Zr} - \text{Ti})\text{O}_3$)

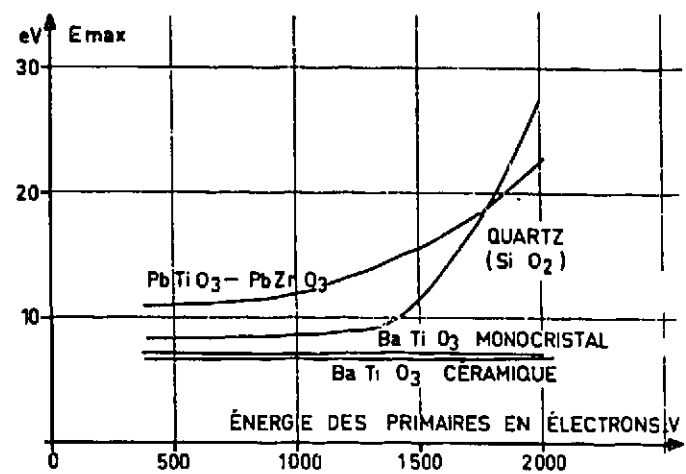


FIG. 56 - Energie la plus probable des secondaires vrais.

On peut remarquer que le spectre énergétique des secondaires émis par le BaTiO_3 est semblable à celui d'un métal. Pour SiO_2 , l'allure générale du spectre est classique, mais l'augmentation de l'énergie la plus probable avec la haute tension, phénomène qui apparaît également avec $\text{PbZrO}_2 - \text{PbTiO}_3$, ne peut être rattachée à des résultats publiés à ce jour (il faut bien signaler qu'il n'existe que très peu de travaux traitant du spectre énergétique des secondaires émis par des isolants). Surtout pour $\text{PbZrO}_3 - \text{PbTiO}_3$, nous avons montré qu'il existe une hystérésis électronique et que les mesures que l'on peut obtenir sur un matériau isolant dépendent considérablement des traitements qu'on lui a préalablement fait subir. Cette hystérésis existe également sur les autres matériaux, mais comme nous le verrons, ses effets sont moins marqués, car l'échantillon recouvre ses propriétés initiales au bout d'un temps plus court.

V - INFLUENCE D'UN CHAMP ELECTRIQUE AU VOISINAGE DE L'ECHANTILLON

Nous avons également mesuré la répartition énergétique des secondaires émis lorsque l'on place devant l'échantillon un champ accélérateur fixe. Après la phase de stabilisation, la grille S_3 est portée à un potentiel positif. L'analyse de l'énergie des secondaires se fait ensuite dans l'espace $S_3 - S_2$. Il faut alors tenir compte qu'un électron secondaire ayant une énergie de E eV à la sortie de l'échantillon, possède une énergie $E + eV_S$ électrons volts lorsqu'il rentre dans le champ retardateur. C'est ce que nous avons fait sur les résultats expérimentaux que nous présentons ici, les courbes tracées correspondant aux énergies des électrons à leur sortie de la cible.

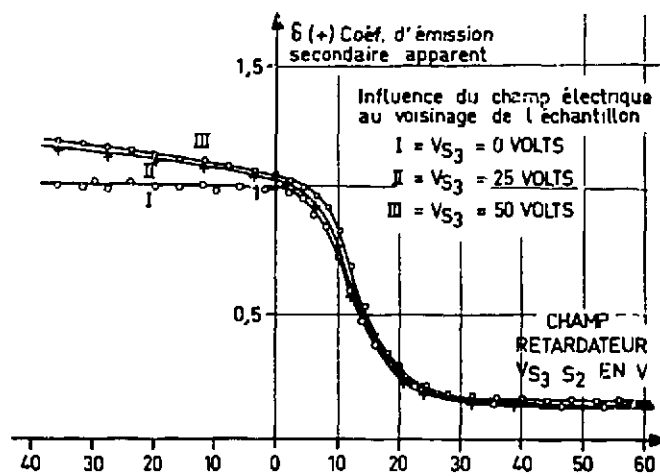


FIG. 57 - Influence du champ externe sur la répartition énergétique des secondaires. Si O₂ HT = 1.000. V

Sur la figure 57 on a reproduit les courbes représentant le courant collecté par la sphère en fonction du champ retardateur pour les différents cas étudiés. Les variations obtenues sont faibles et peuvent s'interpréter plutôt à partir des phénomènes imputables à la méthode de mesure elle-même qu'au phénomène physique étudié.

Le schéma ci-contre permet de comparer les deux cas extrêmes correspondant à $V_{S3} = 0$ et $V_{S3} = 50$ Volts pour une même valeur du champ retardateur.

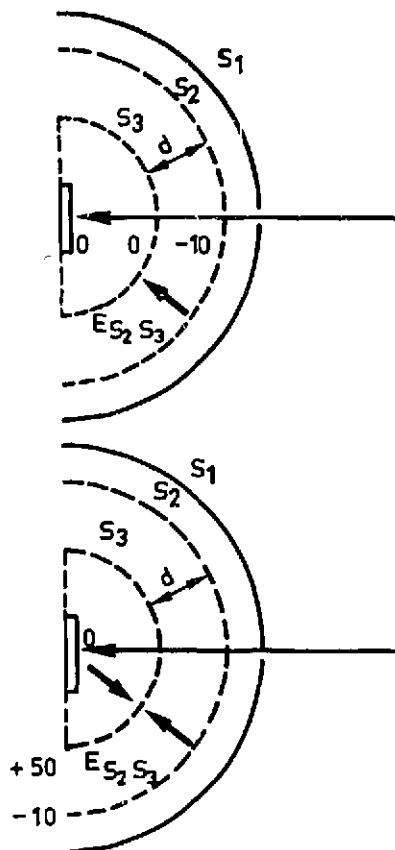


FIG. 58 - Influence du champ externe - Schéma du dispositif.

Dans le premier cas, le champ réel est :

$$E_{S2S3} = \frac{-10}{d} \text{ Volts/m, alors que dans le second,}$$

$$E_{S2S3} = \frac{-60}{d} \text{ Volts/m.}$$

Il est évident que dans les deux cas, la répartition des équipotentiels dans l'ensemble du dispositif de mesure ne sera pas la même et que la transparence réelle des grilles pour les électrons sera modifiée.

Compte tenu de ces explications qualitatives, et des erreurs de mesure, on peut dire que la présence d'un champ électrique au voisinage de l'échantillon n'affecte pas la répartition énergétique des électrons secondaires.

VI - INFLUENCE DES CHARGES PREALABLEMENT DEPOSEES SUR L'OBJET

De manière à évaluer les erreurs possibles dues au fait que la surface de l'échantillon n'est pas exactement au potentiel zéro avant la mesure, nous avons volontairement déposé des charges, et effectué ensuite une mesure de δ .

Pour apprécier également le temps à partir duquel ces charges se sont écoulées, de nombreuses mesures ont été faites en fonction du temps séparant le dépôt d'une charge et la mesure.

Pour déposer une charge, la grille S_3 est portée à un potentiel positif ou négatif suivant le signe de la charge que l'on désire obtenir. On rappelle que la cible stabilise au point d'impact à un potentiel voisin de celui de la grille S_3 (cf. Infra I.1).

Dans la phase mesure, S_3 est mise à la masse.

Dans ces essais, on a fait varier les paramètres suivants :

- valeur de la charge déposée
- diamètre du faisceau d'électrons
- tension d'accélération des primaires
- vide dans l'enceinte.

Quelques exemples de résultats obtenus sont représentés (figures 59 à 62).

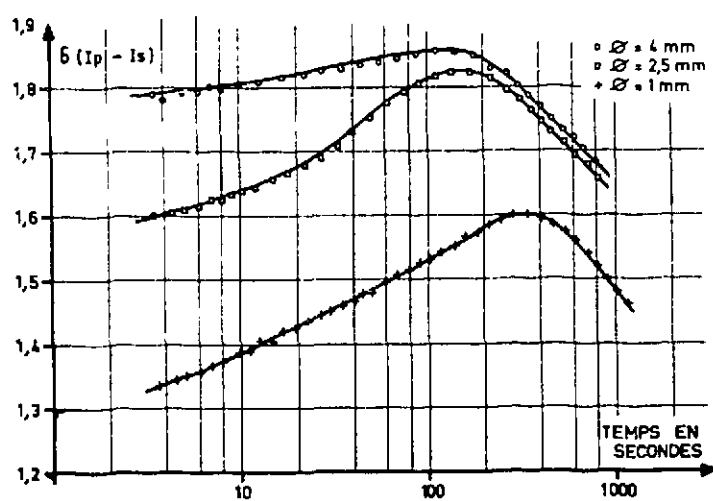


FIG. 59 - Influence des charges déposées.
Quartz HT = 500 V. $V_{stab} = -50$ V

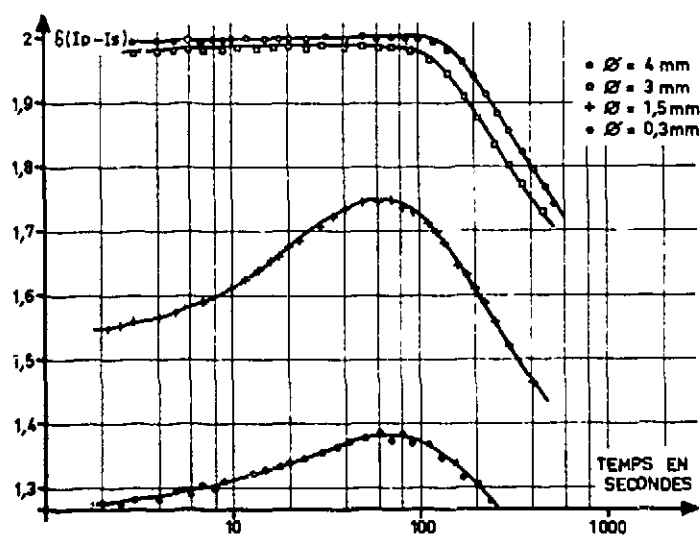


FIG. 60 - Influence des charges déposées.
Quartz HT = 500 V. $V_{stab} = -100$ V

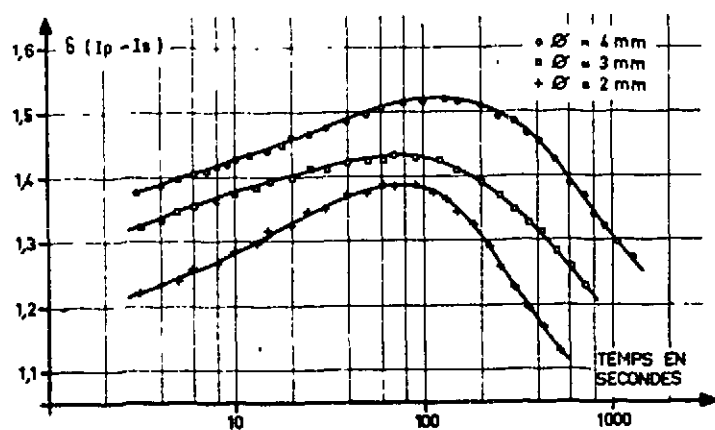


FIG. 61 - Influence des charges déposées.
Quartz HT = 1.000 V. $V_{stab} = -25$ V

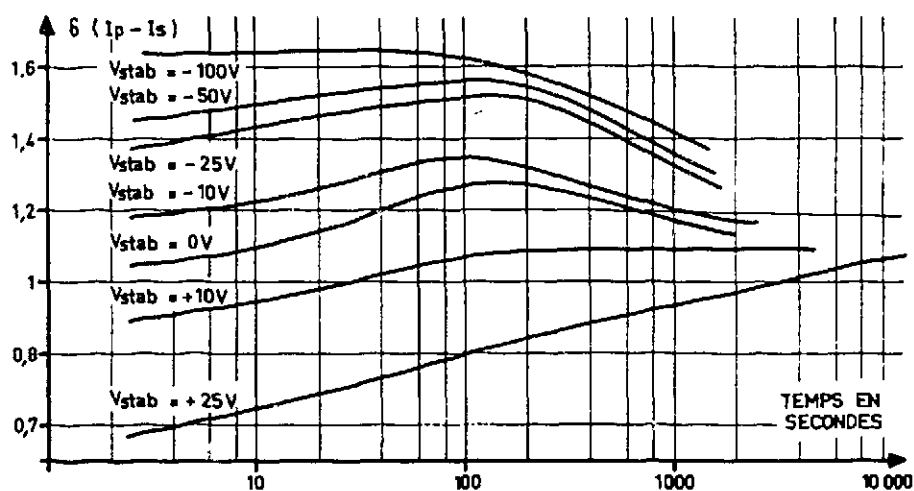


FIG. 62 - Influence des charges déposées. Quartz
HT = 1000V. Résultats globaux. Spot de $\varnothing = 4$ mm

Pour un monocristal de SiO_2 et la figure 63 relative au BaTiO_3 montre des phénomènes analogues.

VI.1 - Lorsque la charge déposée est négative, on constate dans le cas du quartz que le coefficient d'émission secondaire mesuré augmente pendant environ 2 à 3 minutes, puis diminue.

Les temps sont beaucoup plus importants pour BaTiO_3 et $\text{Pb Zr O}_3 - \text{Pb Ti O}_3$ (figure 63).

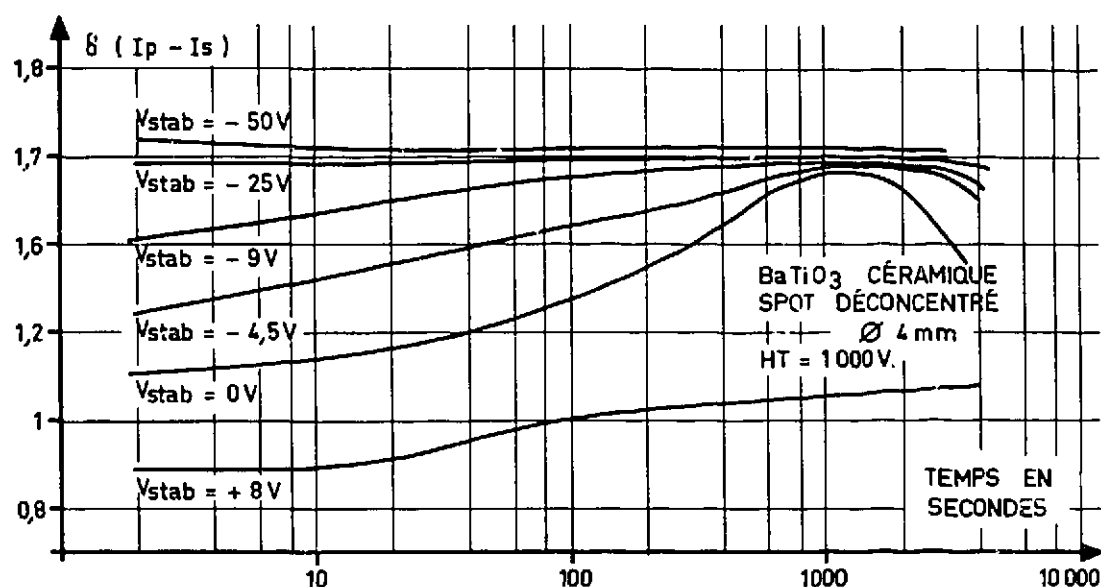


FIG. 63 - Influence des charges déposées. BaTiO_3
HT = 1 000 V. Résultats globaux. Spot de $\varnothing = 4$ mm

On remarque aussi que les valeurs trouvées sont d'autant plus faibles que le spot électronique est concentré. D'après la théorie que nous avons établie, et la forme des signaux observés, (cf. Chapitre I - 1ère partie), il nous est possible d'évaluer la dimension du spot d'électrons primaires dans le plan de l'échantillon. Avant la mesure, on visualise bien l'impact sur la face antérieure de notre montage (diaphragme recouvert de poudre fluorescente), mais rien n'indique que dans le plan de l'échantillon, le spot possède le même diamètre. Le diamètre du faisceau primaire est déterminé à partir de la forme du signal $I_p - I_s$ visualisé à l'oscilloscope. A partir de la théorie de la charge de surface, il est possible de calculer le diamètre du faisceau primaire.

VI.2 - Lorsque la charge est positive, le coefficient d'émission secondaire augmente au cours du temps pour atteindre une valeur asymptotique légèrement supérieure à l'unité. Les courbes relevées lorsque la charge préalablement déposée est plus positive, sont situées au-dessous de celles qui correspondent à des charges moindres.

VI.3 - Influence du diamètre du faisceau primaire

Toutes choses égales par ailleurs, les valeurs mesurées sont toujours plus élevées quand le diamètre du faisceau primaire est plus important. Lorsque celui-ci est maximum ($\sim \varnothing = 4$ mm) et que la charge déposée est grande (et négative), il ne se produit pas d'augmentation du coefficient d'émission secondaire au cours du temps, mais au contraire sa valeur a tendance à décroître.

VI.4 - Influence de la haute tension accélérant les primaires

Les valeurs trouvées suivent bien la variation du coefficient d'émission secondaire avec l'énergie des électrons primaires. Pour les figures 59 et 61 par exemple, les courbes relevées à HT = 500 Volts sont situées au-dessus de celles qui correspondent à HT = 1000 Volts.

VI.5 - Influence du vide dans l'enceinte

Le vide dans l'enceinte a été modifié par piégeage ou non de diverses parties au moyen d'azote liquide. La variation de pression se situait entre 5.10^{-6} Torr et 10^{-7} Torr.

Aucun changement significatif des valeurs relevées n'a pu être observé compte tenu de la précision des mesures. Nous avons pensé tout d'abord que la charge déposée sur la surface de l'isolant pouvait être petit à petit neutralisée par des ions de polarité inverse existant dans l'enceinte et créés par le faisceau primaire pendant la phase de dépôt de la charge. Une variation de pression dans l'enceinte aurait alors amené une augmentation de ces ions et influé sur le phénomène étudié. En fait, la durée de vie de ces ions est extrêmement faible par rapport aux temps qui nous préoccupent. Il faut bien convenir alors que l'écoulement ou la destruction progressive des charges déposées ne peut pas être imputée à cette cause.

De l'analyse de tous ces résultats, on peut retenir comme assez peu explicable pour le moment, l'augmentation au cours du temps du coefficient d'émission secondaire lorsque la charge préalablement déposée est négative. Dans ces derniers relevés, il existe au cours de la phase mesure, un champ accélérateur entre l'échantillon et S_3 . Ce champ a tendance à diminuer au cours du temps, puisque les charges négatives s'écoulent. L'extraction des électrons de la surface de l'échantillon se fera donc dans de moins bonnes conditions et on comprend mal que le coefficient d'émission secondaire augmente dans ce cas. Pour expliquer ces phénomènes, il est nécessaire de considérer que le champ interne à l'intérieur de l'échantillon modifie également l'émission secondaire.

En effet, l'écoulement des charges déposées en surface a pour conséquence de diminuer à la fois le champ externe et le champ interne à l'échantillon. Nous avons alors étudié plus en détail l'influence d'un champ interne sur l'émission secondaire.

VII - INFLUENCE D'UN CHAMP INTERNE

On applique sur la face arrière de la cible, un potentiel positif ou négatif de manière à introduire un champ interne à l'intérieur de la matière alors que la face bombardée est stabilisée à la masse (figure 64).

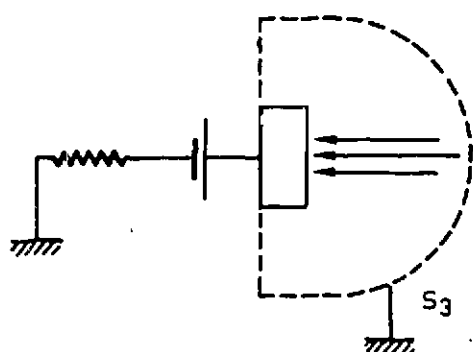


FIG. 64 - Influence d'un champ interne
Schéma de la mesure.

La mesure est ensuite effectuée en faisant varier le champ retardeur entre S_3 et S_2 . Les courbes donnant le courant secondaire collecté en fonction du champ interne sont données (figures 65 et 66) pour SiO_2 et $BaTiO_3$.

Les mêmes phénomènes sont visibles sur $Pb\ Zr\ O_3$ - $Pb\ Ti\ O_3$ et ont également été mis en évidence sur KBr et KCl.

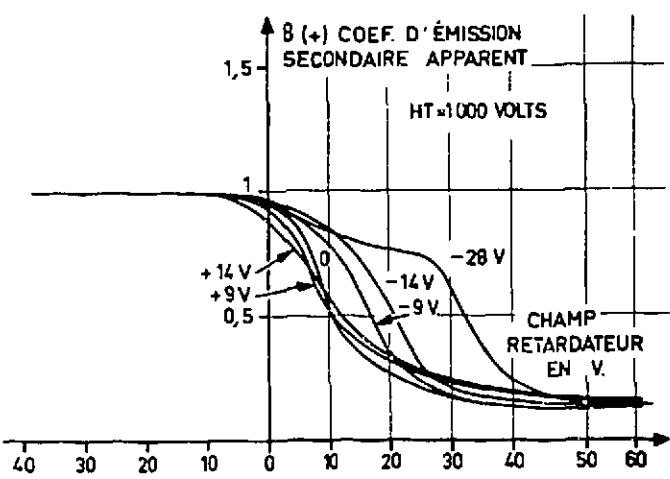


FIG. 65 - Coefficient d'émission secondaire apparent en présence d'un champ interne. Quartz SiO_2 monocristal.

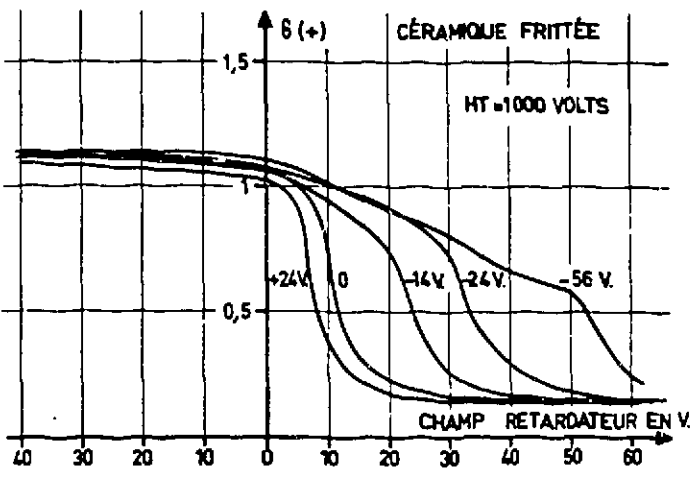


FIG. 66 - Coefficient d'émission secondaire apparent en présence d'un champ interne. BaTiO_3 CÉRAMIQUE FRITTÉE

S'il existe un champ à l'intérieur de l'isolant qui facilite la sortie des électrons de la matière, on constate effectivement que les secondaires émis sont beaucoup plus énergétiques qu'en l'absence de champ interne. Lorsque ce champ est de polarité inverse et a tendance au contraire à les retenir, leur énergie diminue légèrement, mais cette variation est faible.

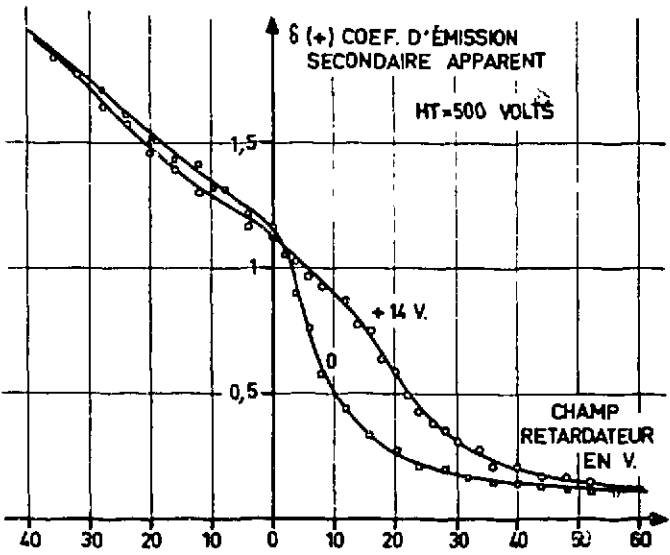


FIG. 67 - Coefficient d'émission secondaire apparent en présence d'un champ interne sans zone de champ nul devant l'échantillon - SiO_2 monocristal.

D'autre part des mesures effectuées sans maintenir devant l'échantillon une zone de champ nul donnent les mêmes résultats (figure 67). Par contre, il n'est pas possible de conclure sur le nombre d'électrons émis, les variations du coefficient d'émission secondaire observées étant de l'ordre de grandeur des erreurs de mesure.

VIII - INFLUENCE D'UNE IRRADIATION PREALABLE DE L'ECHANTILLON

Nous avons effectué l'étude dans le cas où il n'existe pas de champ à l'intérieur du matériau et dans le cas où l'on en crée un par polarisation de la face arrière de l'échantillon. Dans la phase mesure, celle-ci est remise à la masse (c'est à dire dès la fin de l'irradiation).

VIII.1 - Influence de l'irradiation sans champ interne

Au cours de nos mesures, nous nous sommes aperçus qu'un bombardement préalable de la cible étudiée introduisait une cause d'erreur et d'incertitude non négligeable sur les résultats : il était en particulier difficile de reproduire une courbe relevée à une valeur faible de haute tension, immédiatement après un essai correspondant à une valeur élevée d'énergie des primaires.

On remarque alors que l'énergie des secondaires est plus importante après irradiation préalable de l'échantillon à une valeur élevée de haute tension. Sur la figure 68 on a représenté ce phénomène pour Ba Ti O_3 . Par contre une irradiation préalable jusqu'à des valeurs de haute tension n'excédant pas 1500 Volts environ, n'apporte pas de variations visibles.

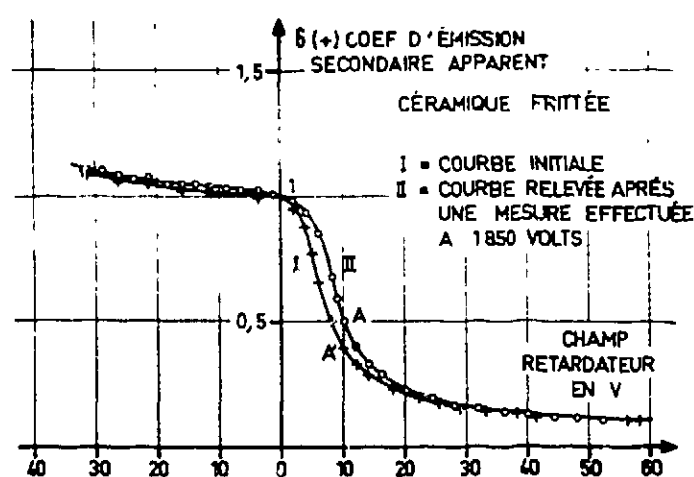


FIG. 68 - Influence d'une irradiation préalable sur les mesures. Echantillon de Ba Ti O_3 HT = 850 V

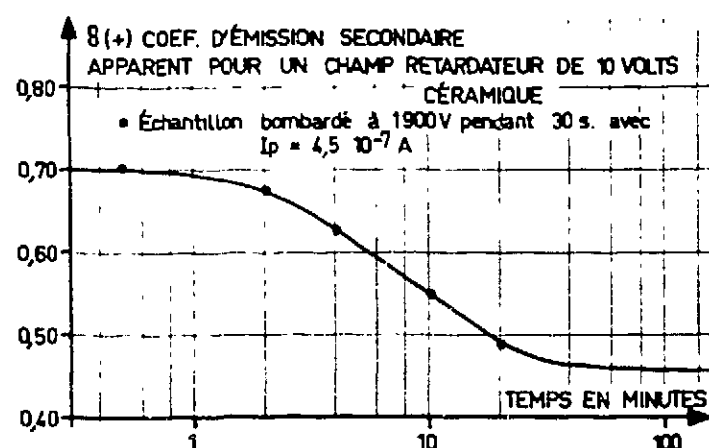


FIG. 69 - Evolution du coefficient d'émission secondaire apparent de Ba Ti O_3 après irradiation.

Signalons au passage que des phénomènes du même type ont été mis en évidence par PINARD [48]. A la suite d'une irradiation par un faisceau d'électrons accélérés à 5 kV, il se produit une exaltation de l'émission secondaire d'un cristal de KCl.

Sur la figure 68, on remarque que les variations les plus importantes du coefficient d'émission secondaire apparent ont lieu dans la zone du point d'inflexion (c'est à dire aussi autour du maximum du spectre d'énergie) pour des valeurs du champ retardateur de l'ordre de 10 Volts.

Dans de nombreux essais que nous relatons ci-dessous, nous avons étudié l'évolution au cours du temps d'un point tel que A vers sa position stable A' après irradiation de l'échantillon (figure 68).

La figure 69 traduit cette évolution pour un échantillon bombardé à 1900 Volts. Celui-ci retrouve son état initial, une heure environ après l'arrêt de l'irradiation.

Ces phénomènes ont surtout été mis en évidence lorsqu'il existe un champ interne à l'intérieur de l'isolant. Dans ce cas, les effets dont nous venons de parler sont accrus et peuvent très facilement être étudiés.

VIII.2 - Influence de l'irradiation préalable avec champ interne

Les paramètres que nous avons fait varier sont :

- le champ interne (signe et intensité)
- l'intensité et la concentration du faisceau primaire
- le temps d'irradiation
- l'énergie des électrons incidents.

La plupart de nos mesures ont été faites pour une énergie des primaires de 1000 eV.

VIII.2.a - Influence du champ interne

Lorsque le champ électrique à l'intérieur de l'échantillon a tendance à expulser vers la surface émettrice un électron qui se trouverait dans la matière (polarité négative sur la face arrière), on ne constate aucun effet. L'influence de l'irradiation se fait par contre nettement sentir lorsque le champ est de polarité inverse. L'augmentation de l'énergie des secondaires est alors d'autant plus visible que le champ interne est important.

VIII.2.b - Influence de l'intensité du faisceau

Les courbes de la figure 70 montrent que plus le courant est fort, plus il faut attendre des temps importants pour arriver à un état stable.

L'augmentation du courant introduit un accroissement du coefficient d'émission secondaire apparent, mais cet effet présente une saturation lorsque l'intensité primaire croît. On remarque également que lorsque le courant primaire est intense, il faut attendre plusieurs minutes avant que commence à s'opérer le retour vers l'état stable.

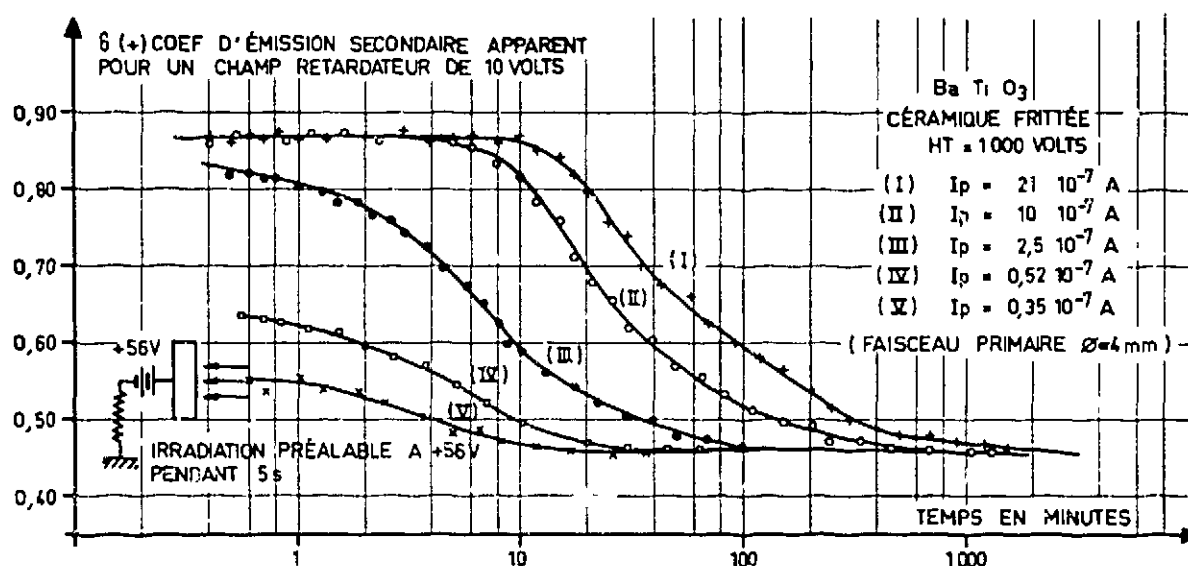


FIG. 70 - Influence de l'intensité irradiant l'échantillon en présence d'un champ interne.

VIII.3.b - Influence de la concentration du faisceau

Il ne nous a pas été possible d'effectuer des mesures quantitatives, car on ne peut pas, avec notre dispositif, évaluer avec précision la dimension du spot primaire à l'impact avec la cible. Néanmoins, on constate que la diminution du spot a un effet analogue à l'augmentation du courant, ce qui montre que les phénomènes étudiés sont probablement liés à la densité de courant au point d'impact.

VIII.b.4 - Influence du temps d'irradiation

Sur la figure 71 on a représenté la décroissance du coefficient d'émission secondaire apparent correspondant à un champ retardateur de 10 Volts lorsque l'échantillon a subi une irradiation préalable pendant des temps variables.

Le temps d'irradiation a une influence analogue à celle du courant de faisceau. Pour des temps d'irradiation faibles, $\delta_{(+)}$ apparent n'est pas modifié considérablement. Pour des temps plus importants, on obtient une saturation. La décroissance et le retour à l'état stable s'opèrent d'autant plus rapidement que le temps d'irradiation est court.

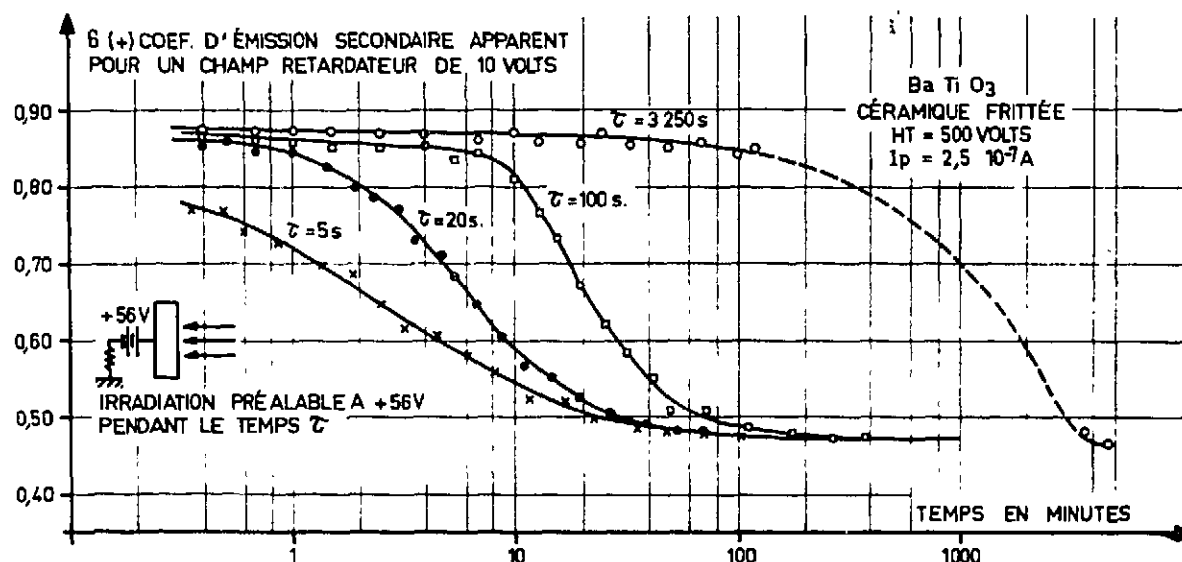


FIG. 71 - Influence du temps d'irradiation de l'échantillon en présence d'un champ interne.

VIII.b.5 - Influence de l'énergie des électrons primaires

Les mêmes phénomènes ont été constatés sur toute la gamme d'énergie des primaires comprise entre 300 et 2000 électrons volts.

En VIII.a, nous avons montré que même en l'absence de champ interne, si l'énergie des électrons incidents est élevée, le phénomène d'hystérésis électronique pouvait être observé. Il était donc logique de penser que lorsque l'on trace les courbes précédentes avec des primaires de 1900 eV par exemple, la mesure elle-même influence le phénomène.

Le relevé de la variation du coefficient $\delta_{(+)}$ apparent en fonction du temps, en prenant soit de nombreux points de mesure, soit uniquement quelques points espacés, montre que l'échantillon revient à son état initial beaucoup plus rapidement dans le second cas que dans le premier (figure 72).

Au-dessous de 1500 Volts, cet effet n'est pas très visible et la courbe définie par un grand nombre de points est identique à celle qui résulte d'un nombre limité de mesures. Ceci est donc à rapprocher de ce que nous avons dit en VIII.a et des courbes des figures 68 et 69.

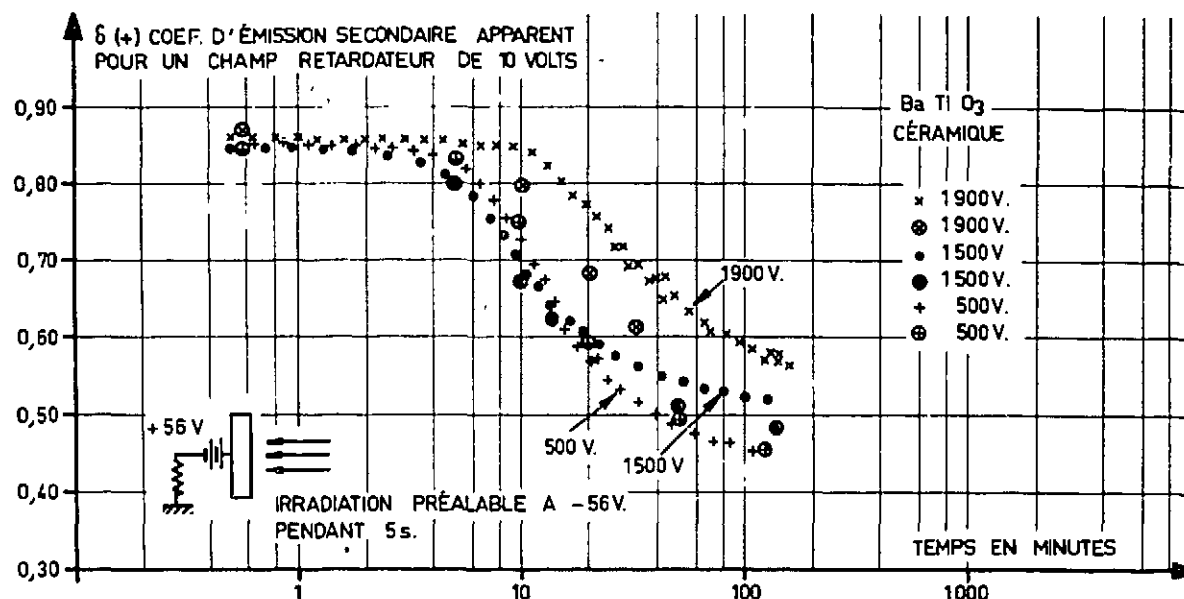


FIG. 72 - Influence du nombre de points de mesure.

Dans tous ces essais, après irradiation de la cible, et attente d'un temps t , l'échantillon n'était soumis à aucun bombardement d'électrons. 5 secondes avant la mesure, la surface de la cible était stabilisée au potentiel zéro. Sur la figure 73 on a représenté un essai dans lequel le faisceau d'électrons bombarde en permanence la cible pendant le temps séparant l'irradiation de la mesure, ainsi qu'un relevé correspondant au cas précédent. On remarque qu'il faut attendre beaucoup plus longtemps, pour revenir à l'état stable lorsque la stabilisation de la surface s'effectue en permanence même si l'on opère avec une énergie primaire peu élevée. Si l'on compare ces courbes à celle de la figure 72 obtenue à 500 Volts, on constate que lorsque l'on bombarde en permanence l'échantillon pour le stabiliser, le nombre d'électrons reçus est beaucoup plus important que si on stabilise la cible 5 secondes seulement avant la mesure.

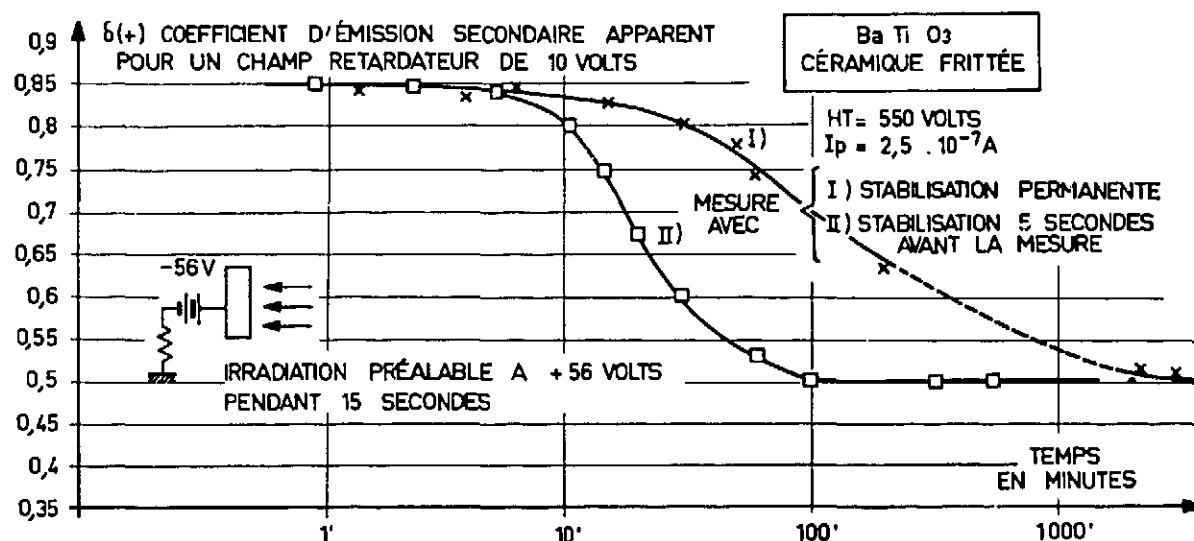


FIG. 73 - Influence de la méthode de mesure.

VIII.3 - Résultats comparés sur les matériaux piezoélectriques étudiés

Ces mesures sont très longues, puisqu'il faut attendre parfois 24 heures, avant de pouvoir tracer une nouvelle courbe.

L'étude systématique a surtout été conduite sur BaTiO_3 céramique frittée. Mais, nous avons vérifié les phénomènes que nous venons d'exposer sur les autres matériaux.

Une constatation est alors immédiate : avec les monocristaux, SiO_2 et BaTiO_3 , le retour à l'état initial est beaucoup rapide que dans le cas des matériaux frittés.

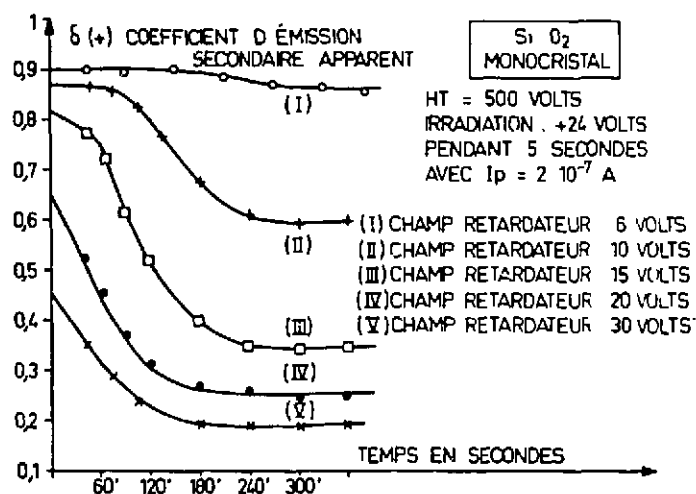


FIG. 74 - SiO_2 après irradiation : variation du coefficient d'émission secondaire apparent en fonction du temps.

Pour le quartz par exemple, il suffit de 2 à 3 minutes pour revenir à l'état stable, alors qu'avec l'échantillon de BaTiO_3 fritté il est nécessaire d'attendre des centaines de minutes, et plusieurs jours pour $\text{Pb}(\text{Zr-Ti})\text{O}_3$.

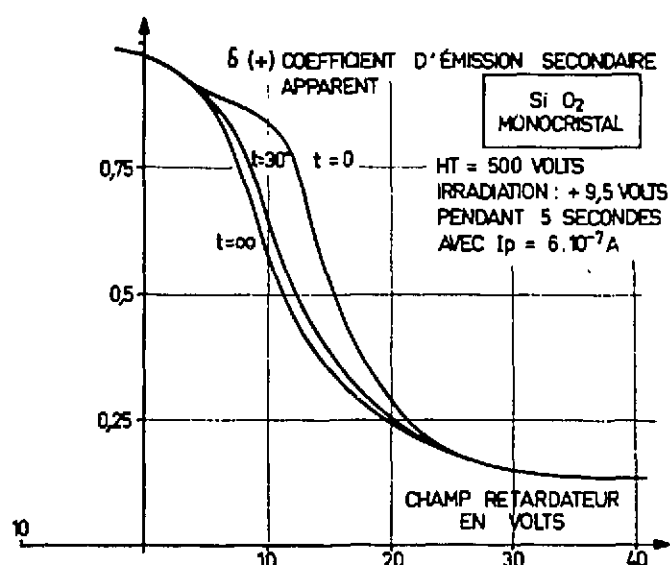


FIG. 75 - Courant secondaire total après irradiation.

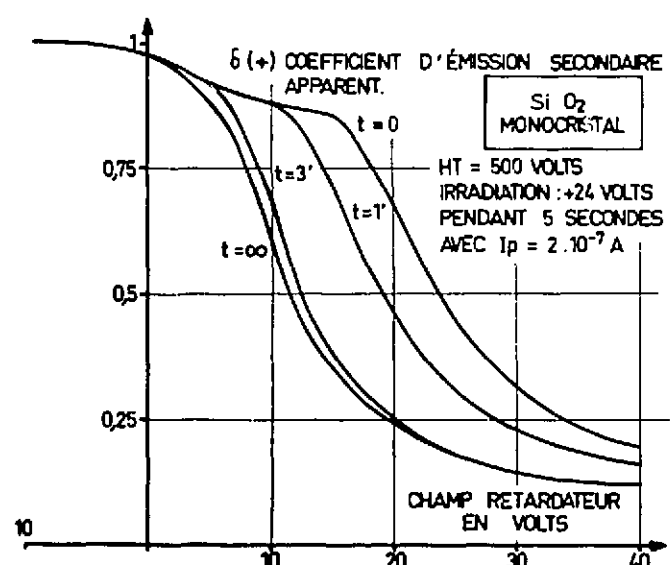


FIG. 76 - Courant secondaire total après irradiation.

Pour SiO_2 , il nous a été possible d'étudier l'évolution du coefficient d'émission secondaire apparent correspondant à diverses valeurs du champ retardateur et de tracer en fonction du temps un réseau de courbes permettant d'évaluer la modification du spectre des secondaires émis (figures 74 à 76). On remarque que tout de suite après l'irradiation, l'énergie de ces derniers est beaucoup plus importante que lorsque l'on effectue des mesures sur un échantillon "reposé".

IX - CONCLUSION

L'ensemble des phénomènes que nous avons exposés doit se rattacher au caractère isolant de l'échantillon puisque de nombreuses confirmations ont été effectuées sur des matériaux non piezoélectriques comme KCl et KBr et que certains de nos résultats peuvent se rattacher à des observations signalées sur des substances telles que BaO et MgO.

On peut donc voir que :

- le coefficient d'émission secondaire d'un isolant dépend du champ accélérateur que l'on place devant la cible pour attirer les électrons émis, et que ce phénomène est d'autant plus visible que la tension accélérant les primaires est proche de $V_{p_{\max}}$. Par contre la répartition énergétique des secondaires n'est pas sensiblement affectée.
- il faut attribuer une importance assez grande au champ électrique interne à l'échantillon si l'on veut expliquer divers comportements de l'émission secondaire. Lorsque celui-ci est dirigé de la face arrière vers la face émettrice, il a tendance à faciliter la sortie des secondaires, lesquels possèdent alors une énergie plus importante.
- si l'on ne tient pas compte du phénomène d'hystérésis électronique et de l'irradiation préalable du matériau, il est difficile d'obtenir des résultats reproductibles.

Après irradiation de la cible, on peut dire que la matière est perturbée et que dans cet état, il est plus facile à un secondaire de s'échapper.

Enfin, le retour à l'état stable s'opère plus rapidement dans le cas d'un monocristal, que pour une céramique frittée.

CHAPITRE II

INTERPRETATIONS THEORIQUES PHENOMENE D'EMISSION SECONDAIRE ETUDE QUALITATIVE

I - INTRODUCTION

Bien que l'émission secondaire soit connue depuis 65 ans et utilisée dans des dispositifs commerciaux, une théorie complète n'a pas encore vu le jour. D'une manière générale, de nombreux phénomènes reçoivent des interprétations différentes suivant les auteurs.

Comme on a pu le voir, des mesures précises et reproductibles sont difficiles à effectuer ; et dans l'étude des matériaux isolants peu de travaux ont été entrepris avec toutes les précautions nécessaires. Il n'est donc pas étonnant de trouver dans la littérature des résultats sensiblement différents pour un même matériau obtenus dans des conditions apparemment identiques.

Nous nous bornerons tout d'abord à tracer quelques schémas explicatifs pouvant servir de base à l'interprétation des phénomènes observés.

II - PROCESSUS ELEMENTAIRES MIS EN JEU DANS L'EMISSION ELECTRONIQUE D'UN SOLIDE PARFAIT

Les principaux processus élémentaires et leurs conséquences dont l'enchaînement conduit finalement à la distribution énergétique des secondaires émis par la surface (qui seule est accessible à la mesure) sont représentés figure 77.

On peut remarquer que le phénomène d'émission secondaire est complexe, que la réémission d'électrons par une surface soumise à l'impact d'un faisceau incident relève de causes multiples qu'il est souvent difficile de préciser. Il n'existe pas pour l'instant de théorie générale permettant de déduire $f(E)$ pour un solide donné à partir des caractéristiques du faisceau d'électrons incidents.

Plusieurs auteurs néanmoins se sont attachés à l'étude de points particuliers et ont établi diverses théories auxquelles il est possible de se référer. [49] à [54].

III - INTERACTIONS ET MECANISMES D'EMISSION DES SECONDAIRES DANS LE CAS D'UN CONDUCTEUR ET DANS CELUI D'UN ISOLANT.

En général, un secondaire, produit à une certaine profondeur x avec une énergie E_{S_0} , subit différentes interactions :

- 1 - interactions avec les électrons du réseau cristallin
- 2 - interactions avec les vibrations du réseau

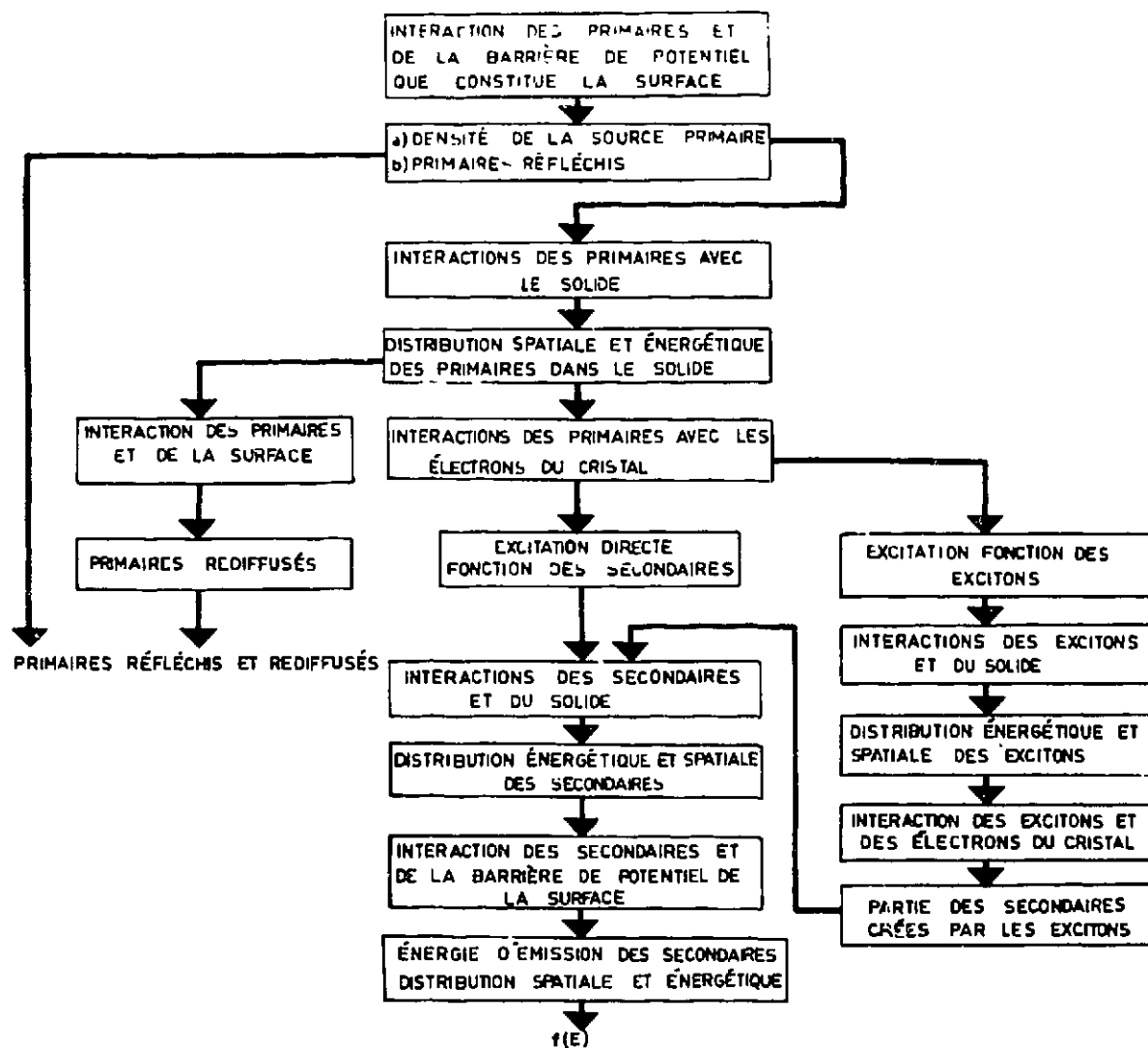


FIG.77 - Schéma des divers processus intervenant dans l'émission secondaire.

3 - interactions avec les défauts du réseau

4 - interactions avec les impuretés introduites volontairement ou non.

En conséquence, l'énergie d'un secondaire décroît progressivement et dès qu'elle atteint E_{mini} , niveau minimum nécessaire au franchissement de la barrière de potentiel que constitue la surface, on ne doit plus en tenir compte dans le processus d'émission secondaire.

Pour que sa probabilité de sortie ne soit pas nulle, il doit avoir perdu une énergie inférieure à $(E_{S_0} - E_{\text{mini}})$ durant la période correspondant à son parcours depuis son point d'origine jusqu'à la surface.

Pour les métaux :

$$E_{\text{mini}} = E_F + \Phi \approx 10 \text{ eV}$$

E_F : énergie de Fermi

Φ : travail de sortie.

Dans les isolants, E_{mini} est égal à l'affinité électronique du cristal $\chi \approx 1 \text{ eV}$.

Pour les métaux, les interactions à considérer sont du type ①, essentiellement l'interaction avec les électrons de la bande de conduction, et on peut alors comprendre que l'émission secondaire d'un métal soit assez peu dépendante de la température [55] [56].

Dans le cas des isolants, elles sont du type ②. Le libre parcours moyen des secondaires créés, conséquence de la diffraction par le réseau, dépendra de la température, ainsi que δ [55].

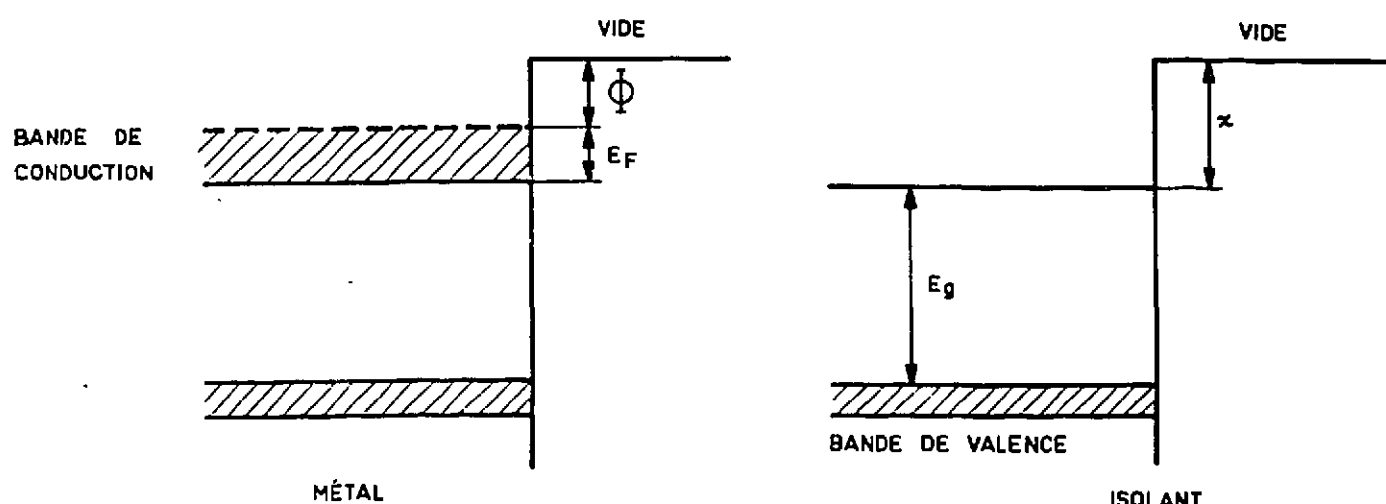


FIG. 78 - Bandes d'énergie dans les métaux et les isolants.

Les pertes d'énergie relativement élevées que subissent les secondaires dans leurs collisions avec les électrons de la bande de conduction expliquent que le coefficient d'émission secondaire des métaux soit en général petit.

Pour les isolants, seule la possibilité de pertes d'énergie des primaires par excitation des bandes complètes est possible. De tels processus demandent des énergies de plusieurs eV.

Ainsi, si ϵ_e est l'énergie minimum d'excitation nécessaire, comme pour un bon isolant elle est en général très supérieure à l'affinité électronique χ , les secondaires auront une grande probabilité de s'échapper de la surface, tant que les autres types d'interactions ne conduisent pas à des pertes d'énergie relativement importantes.

En négligeant les mécanismes (3) et (4), les mécanismes d'émission pour les isolants sont essentiellement déterminés par l'interaction avec les vibrations du réseau.

De ces remarques qualitatives, et par le fait que dans une collision avec le réseau, un électron de quelques eV perd environ 0,1 eV, ou moins, il semble alors évident que des coefficients d'émission secondaire relativement élevés puissent être attendus (c'est en général ce qui est observé expérimentalement).

Les explications que nous donnons ici sont celles que l'on retrouve plus ou moins partiellement dans la littérature et qui peuvent être considérées comme admises. On remarquera toutefois qu'elles conduisent à interpréter la valeur du coefficient d'émission secondaire, mais qu'elles n'expliquent pas par contre l'allure du spectre énergétique.

IV - EXPLICATION QUALITATIVE DE LA FORME DU SPECTRE ENERGETIQUE GENERALEMENT OBSERVE

Expérimentalement, on constate qu'aussi bien sur les métaux que sur les isolants, le spectre d'énergie des secondaires vrais possède un maximum pour des énergies de l'ordre de quelques électrons volts et qu'il y a relativement peu d'électrons de très faible énergie.

Il semble admis que l'existence de ce maximum puisse être relié au mécanisme de franchissement de la surface par les secondaires plutôt que par les propriétés internes du solide. HACHENBERG et BRAUER [57] précisent que la pente de la courbe représentant le spectre au voisinage de l'énergie nulle ainsi que la position

du maximum de la courbe de distribution, sont fortement influencées par la barrière de potentiel que constitue la surface.

Si l'on a une barrière de potentiel faible, le maximum doit être attendu à de basses valeurs ($E_{\max}$ faible). Dans le cas des métaux, une diminution artificielle du travail de sortie (par adsorption de certains atomes, C_s par exemple) conduit à une augmentation du coefficient d'émission secondaire.

BRONSTEIN [58] a également montré que l'énergie la plus probable décroît lorsque le travail de sortie diminue. Et pour de faibles valeurs de δ , on peut s'attendre à avoir une valeur de $E_{\max}$ supérieure à celle que l'on obtiendrait pour des δ plus élevés.

KADYSCHVITZ [59] pense que ces considérations sont aussi valables pour des isolants. Plusieurs auteurs ont en effet trouvé une énergie la plus probable, plus faible dans le cas de composés ayant un fort coefficient d'émission secondaire que dans le cas des métaux, où δ est toujours faible.

V - CONCLUSION

On pourra donc retenir que le phénomène d'émission secondaire est fortement dépendant de l'interaction électron primaire - électron de la bande de conduction dans le cas d'un métal, alors que lorsqu'il s'agit d'un isolant, le processus de décroissance des secondaires émis est surtout lié à l'interaction électron - phonon.

Par ailleurs, on notera qu'à un δ élevé correspond en principe une valeur de $E_{\max}$ faible et inversement, qu'une forte valeur de δ prouve l'existence d'une barrière de potentiel de surface faible.

CHAPITRE III

INTERPRETATIONS THEORIQUES THEORIE ELEMENTAIRE DU SPECTRE ENERGETIQUE DES SECONDAIRES EMIS

I - INTRODUCTION

Au chapitre précédent, nous avons donné quelques schémas qualitatifs pour interpréter les phénomènes observés. Nous essayerons ici d'établir des modèles mathématiques en se basant sur les lois physiques généralement admises.

Comme la plupart de nos résultats concernent surtout le coefficient d'émission secondaire apparent $\delta_{(U)}$ (correspondant au courant secondaire recueilli lorsque l'on établit devant l'échantillon un champ retardateur de U Volts), ainsi que le spectre énergétique $f(E)$ des secondaires émis, il semble nécessaire d'établir leur expression mathématique en tenant compte de divers facteurs. La théorie que nous développons permet d'interpréter notamment plusieurs phénomènes généraux observés par divers auteurs et qui n'ont reçu jusqu'à présent que des explications très qualitatives.

On pourra donc supposer que les résultats obtenus seront utilisables dans l'interprétation des phénomènes spécifiques que nous avons étudiés expérimentalement.

II - CALCUL DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE D'UN MATERIAU

On se limitera au problème simple à une dimension.

Une théorie élémentaire permettant de calculer l'émission secondaire a été développée à l'origine par SALOW [60], BRUINING [44] et BAROODY [61] et reprise plus récemment par DEKKER [55].

On peut distinguer deux étapes pour rendre compte du phénomène.

La première concerne la production des secondaires dans le solide résultant de l'interaction du faisceau incident avec les électrons du réseau. Dans la seconde, on considère la probabilité que possède un secondaire d'être émis.

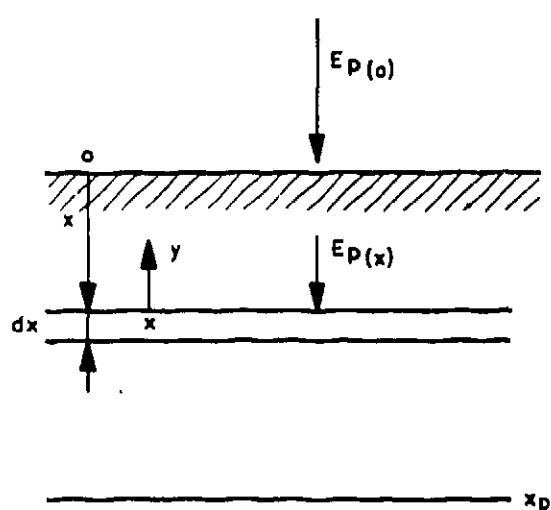


FIG. 79 - Emission secondaire. Schéma de principe.

Ainsi sans s'intéresser pour l'instant à la distribution des vitesses des secondaires, le coefficient d'émission secondaire total s'écrit :

$$\delta_{(0)} = \int n(x, E_{p_0}) f(x) dx \quad (50)$$

où $n(x, E_{p_0}) dx$ représente le nombre de secondaires produits par un primaire d'énergie E_{p_0} , à une profondeur x , dans une couche dx .

et $f(x)$ la probabilité pour un tel secondaire d'atteindre la surface et d'être émis.

L'intégration est étendue à toute l'épaisseur du solide, bien qu'en pratique, seule une épaisseur relativement faible, de l'ordre de quelques centaines d'Å au maximum, participe au processus.

Pour calculer $\delta_{(0)}$, on émet généralement les hypothèses simplificatrices suivantes :

- a) les primaires pénètrent en ligne droite dans le solide
- b) on néglige les primaires réfléchis et rediffusés inélastiquement dans le solide
- c) l'incidence des primaires est normale à la surface
- d) la perte d'énergie des primaires est donnée par la loi de WHIDDINGTON [62] :

$$-\frac{dE_p(x)}{dx} = \frac{A}{E_p(x)} \quad (51)$$

où A est une constante caractéristique du matériau. En intégrant, il vient :

$$E_p(x)^2 = E_p(0)^2 - 2Ax \quad (52)$$

On peut remarquer que cette dernière expression donne la profondeur maximum de pénétration x_p des primaires en faisant $E_p(x) = 0$

$$x_p = \frac{E_{p_0}^2}{2A} \quad (53)$$

La loi de WHIDDINGTON implique donc une profondeur de pénétration des primaires proportionnelle au carré de l'énergie des électrons incidents.

- e) le nombre de secondaires produits dans une couche dx par un primaire est proportionnelle à la perte d'énergie subie par ce dernier dans cette même couche.

$$n(x) = -\frac{k}{\epsilon_e} \left(\frac{dE_p(x)}{dx} \right) dx \quad (54)$$

où ϵ_e est l'énergie nécessaire à la production d'un secondaire
et k un coefficient inférieur à 1.

- f) la probabilité de s'échapper de la surface, d'un secondaire produit à la profondeur x , est donnée par la loi de BRUINING [44] :

$$f(x) = f(o) e^{-a x} \quad (55)$$

où $f(o)$ représente la probabilité pour un électron produit très près de la surface, de s'échapper.

Posons également :
$$a = \frac{1}{x_s}$$

x_s pourra être considéré comme la profondeur moyenne d'où proviennent les secondaires, ou comme le parcours moyen d'absorption des secondaires durant leur trajet vers la surface.

En utilisant les relations (54) (52) et (53), le nombre de secondaires créés dans une couche dx s'écrit :

$$n(x, E_{p_o}) = k \left(\frac{A}{2} \right)^{1/2} \frac{1}{\epsilon_e (x_p - x)^{1/2}} dx \quad (56)$$

Avec $\frac{2A}{e} = 10^{14}$, $\frac{k}{\epsilon_e} = \frac{1}{20}$ eV et $a = 10^8$, $f(o) = 0,5$

L'expression (56) ainsi que la probabilité de sortie (55) sont représentées figure 80a pour plusieurs valeurs de E_{p_o} .

La valeur des constantes précédentes est la moyenne des valeurs calculées par TERRILL, BECKER, PARTSH et HALLWACHS, BRUINING [44] .

Il est intéressant de remarquer qu'en prenant pour hypothèses de départ la loi de WHIDDINGTON, la plupart des secondaires sont produits en fin de parcours des primaires et donc assez loin de la surface lorsque E_{p_o} est suffisamment élevé.

A partir des expressions (55) et (56), on peut calculer la contribution d'une couche dx au courant secondaire total.

$$\frac{d\delta}{dx} = k \left(\frac{A}{2} \right)^{1/2} \frac{1}{\epsilon_e (x_p - x)^{1/2}} f(o) e^{-\frac{x}{x_s}} \quad (57)$$

Cette expression est représentée figure 80b pour plusieurs valeurs de E_{p_o} .

Finalement, le coefficient d'émission secondaire total s'écrit :

$$\delta_{(o)} = \left(\frac{A}{2} \right)^{1/2} \frac{k}{\epsilon_e} f(o) \int_0^{x_p} \frac{e^{-\frac{x}{x_s}}}{(x_p - x)^{1/2}} dx \quad (58)$$

En introduisant la nouvelle variable z , telle que :

$$z^2 = a(x_p - x) \quad (58 \text{ bis})$$

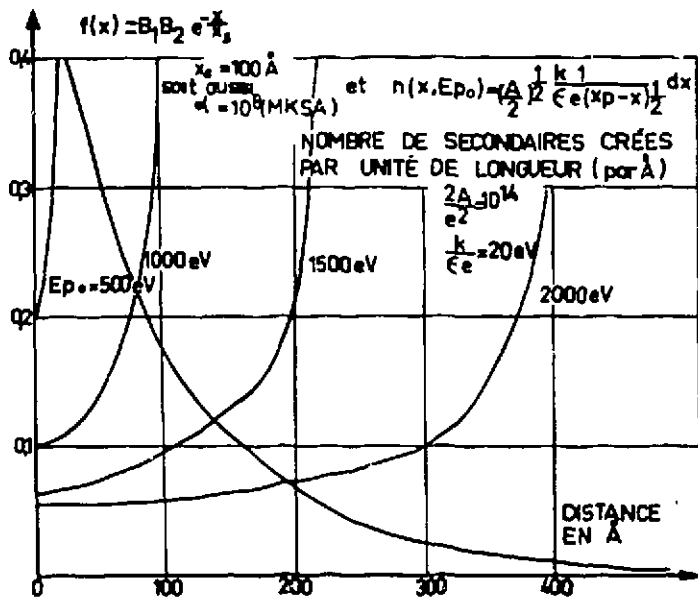


FIG. 80a - Production et probabilité de sortie des secondaires.

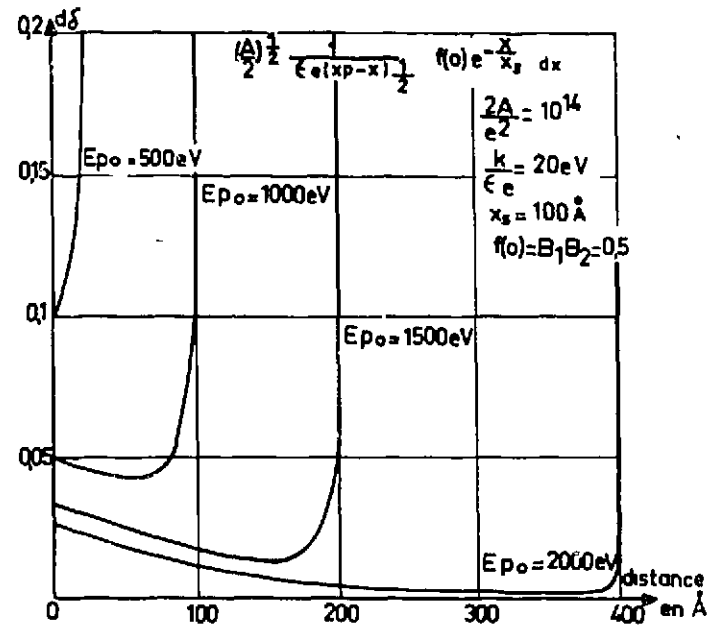


FIG. 80b - Contribution d'une couche dx au courant secondaire.

l'expression (58) devient :

$$\delta_{(0)} = \left(\frac{2A}{\alpha} \right)^{1/2} \frac{k}{\epsilon_e} f(0) e^{-\alpha x_p} \int_0^{\sqrt{\alpha x_p}} e^{z^2} dz \quad (59)$$

C'est la même formule qui a été calculée par BRUINING [44] :

$$\delta = K \sqrt{\frac{a}{\alpha}} e^{-r^2} \int_0^r e^{z^2} dz$$

$$\text{si l'on pose } r = E_{p0} \sqrt{\frac{\alpha}{a}}$$

$$\text{et } K = \frac{k}{\epsilon_e} f(0)$$

A partir de cette dernière formule, SALOW [60] a montré qu'il était possible de déterminer une courbe universelle valable pour tous les matériaux, si l'on portait

$$\frac{\delta}{\delta_{\max}} \text{ en fonction de } \frac{E_{p0}}{E_{p0 \max}}$$

$E_{p0 \max}$ étant l'énergie des primaires correspondant au maximum $\delta_{\max}$ du coefficient mesuré.

III - CALCUL DU COEFFICIENT $\delta_{(u)}$ D'EMISSION SECONDAIRE APPARENT (Loi de WHIDDINGTON)

Pour déterminer le courant secondaire formé par tous les électrons ayant une énergie supérieure à $E_u = e U$, il est nécessaire d'effectuer une hypothèse supplémentaire sur la variation de l'énergie d'un secondaire au cours de sa progression vers la surface.

On supposera donc que l'absorption énergétique des secondaires suit la même loi que celle des primaires, c'est-à-dire la loi de WHIDDINGTON.

L'énergie d'un secondaire se déplaçant vers la surface et ayant parcouru une distance y à partir du point de création s'écrira alors (figure 79):

$$E_s(y) = E_{s_0}^2 - by \quad (60)$$

E_{s_0} : énergie du secondaire à la création

b : constante

D'après (60) on remarque qu'un secondaire possèdera en sortant de la matière une énergie supérieure ou égale à eU , s'il provient des couches situées proches de la surface et limitées à l'abscisse x_u telle que :

$$x_u = \frac{E_{s_0}^2 - e^2 U^2}{b} \quad (61)$$

Le coefficient d'émission secondaire apparent correspondant à un champ retardateur de U Volts s'écrira alors :

$$\delta_{(u)} = \int_0^{x_u} -f(o) \frac{1}{\epsilon_e} \left(\frac{dE_p(x)}{dx} \right) e^{-\alpha x} dx \quad (62)$$

Soit après avoir effectué le changement de variable (58 bis) :

$$\delta_{(u)} = \frac{f(o)k}{\epsilon_e} \left(\frac{2A}{\alpha} \right)^{1/2} e^{-\alpha \frac{E_{p_0}^2}{2A}} \int_{\sqrt{\frac{\alpha E_{p_0}^2}{2A}}}^{\sqrt{\frac{\alpha E_{p_0}^2}{2A} - \alpha x_u}} e^{z^2} dz \quad (63)$$

Si l'on effectue maintenant le rapport entre le coefficient d'émission secondaire apparent $\delta_{(u)}$ et le coefficient total $\delta_{(o)}$ il vient :

$$\frac{\delta_{(u)}}{\delta_{(o)}} = \frac{\int_{\sqrt{\frac{x_p}{x_s} - \frac{x_u}{x_s}}}^{\sqrt{\frac{x_p}{x_s}}} e^{z^2} dz}{\int_0^{\sqrt{\frac{x_p}{x_s}}} e^{z^2} dz} \quad (64)$$

A partir des valeurs calculées au paragraphe II pour x_p et x_s et en utilisant les mêmes constantes, ce rapport est représenté figure 81 pour plusieurs valeurs de E_{p0} .

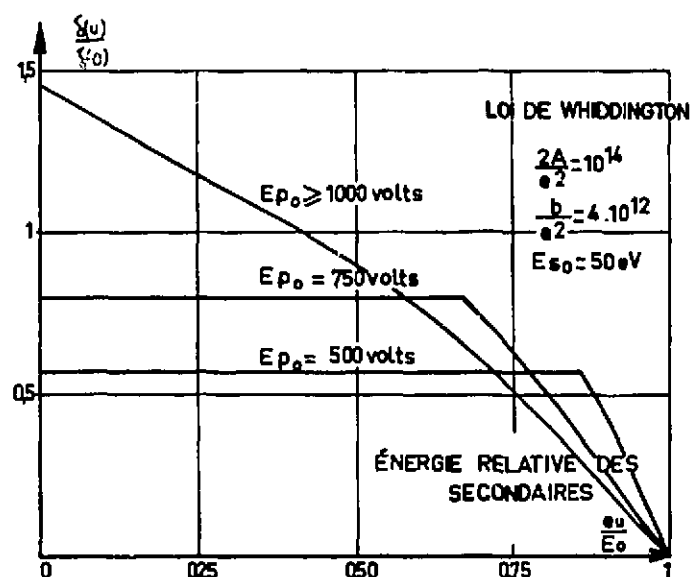


FIG. 81 - Coefficient d'émission secondaire apparent calculé suivant la loi de WHIDDINGTON.

On voit qu'au-dessus d'une certaine valeur de E_{p0} , $\frac{\delta(u)}{\delta(0)}$ et donc $f(E)$ sont indépendants de E_{p0} .

C'est également ce qui est observé en pratique, le spectre énergétique des secondaires n'est pratiquement pas modifié lorsque l'on fait varier l'énergie des électrons primaires. On peut également remarquer que l'allure générale des courbes expérimentales relevées n'est pas traduite de manière très satisfaisante par celles de la figure 81.

C'est pourtant avec les mêmes hypothèses que nous avons adoptées, que SALOW [60] a démontré la possibilité de déterminer une courbe universelle

$$\frac{\delta}{\delta_{\max}} = f\left(\frac{E_{p0}}{E_{p0 \max}}\right)$$

et l'hypothèse supplémentaire ajoutée dans notre calcul est que la décroissance énergétique des secondaires suit la même loi que celle des primaires. Il était logique de penser que puisque cette loi est valable tout au long du parcours des primaires (et en particulier en fin de parcours, alors que leur énergie est faible), elle devrait pouvoir également s'appliquer aux secondaires.

En fait, on sait que la courbe universelle ne coïncide pas toujours très bien avec les résultats expérimentaux.

Plusieurs mesures expérimentales récentes ont montré que la loi de WHIDDINGTON ne constitue qu'une approximation assez grossière de la réalité. En effet, BRUINING précise aussi que la constante A ne doit pas être considérée comme une constante pure et qu'elle décroît avec E_{p0} . C'est pour cette raison que nous avons choisi $b < 2A$ dans les applications numériques.

Les études expérimentales de COPELAND [63], de COSSLETT et THOMAS [64] et de YOUNG [65] tendent à montrer que la profondeur de pénétration des primaires est une fonction beaucoup plus linéaire de E_{p0} qu'une fonction quadratique (ceci revient au même de dire que A décroît avec E_{p0}).

A partir des formules établies par YOUNG [65], SIMMONS et WILLIAMS [66], reprenant les travaux de SALOW, ont récemment montré que la nouvelle courbe universelle

$$\frac{\delta}{\delta_{\max}} = f\left(\frac{E_{p0}}{E_{p \max}}\right)$$

trouvée avec cette hypothèse représentait beaucoup mieux la réalité expérimentale. Nous avons donc également repris notre calcul en adoptant les lois de YOUNG.

IV - CALCUL DU COEFFICIENT $\delta_{(u)}$ D'EMISSION SECONDAIRE APPARENT (Lois de YOUNG)

D'après YOUNG, la profondeur de pénétration des primaires peut se mettre sous la forme :

$$x_p = k_1 E_{p_o}^n \quad (65)$$

k_1 et n sont des constantes numériques. La valeur à attribuer à n est quelque peu dépendante de E_{p_o} . Dans la gamme 0,3 keV - 10 keV, et pour différents matériaux, les limites inférieures et supérieures de n sont 1,37 et 1,54.

D'autre part la perte d'énergie des primaires s'écrit :

$$- \frac{dE_p(x)}{dx} = \frac{E_{p_o}}{x_p} \quad (66)$$

Avec les mêmes hypothèses qu'au paragraphe II mais en adoptant les lois de YOUNG au lieu de celle de WHIDDINGTON, pour les primaires comme pour les secondaires, on obtient :

$$\delta_{(u)} = \int_0^{x_u} -f(o) \frac{k}{\epsilon_e} \frac{dE_p(x)}{dx} e^{-\alpha x} dx \quad (67)$$

avec
$$x_u = x_{u=o} \left(1 - \frac{eU}{E_{s_o}}\right) \quad (68)$$

En tenant compte de (65) et (66), il vient :

$$\delta_{(u)} = \frac{k}{\epsilon_e} \frac{f(o)}{k_1} E_{p_o}^{(1-n)} \left[1 - e^{-\frac{x_{u=o}}{x_s} \left(1 - \frac{eU}{E_{s_o}}\right)} \right] \quad (69)$$

De même, en formant le rapport $\frac{\delta_{(u)}}{\delta_{(o)}}$:

$$\frac{\delta_{(u)}}{\delta_{(o)}} = \frac{1 - \exp \left[-\frac{x_{u=o}}{x_s} \left(1 - \frac{eU}{E_{s_o}}\right) \right]}{1 - \exp \left[-\left(\frac{x_{u=o}}{x_s}\right) \right]} \quad (70)$$

Ce rapport est représenté sur la figure 82. Comme dans le cas précédent, la courbe théorique obtenue ne traduit pas fidèlement la réalité expérimentale, et donne une importance trop grande aux électrons d'énergie élevée.

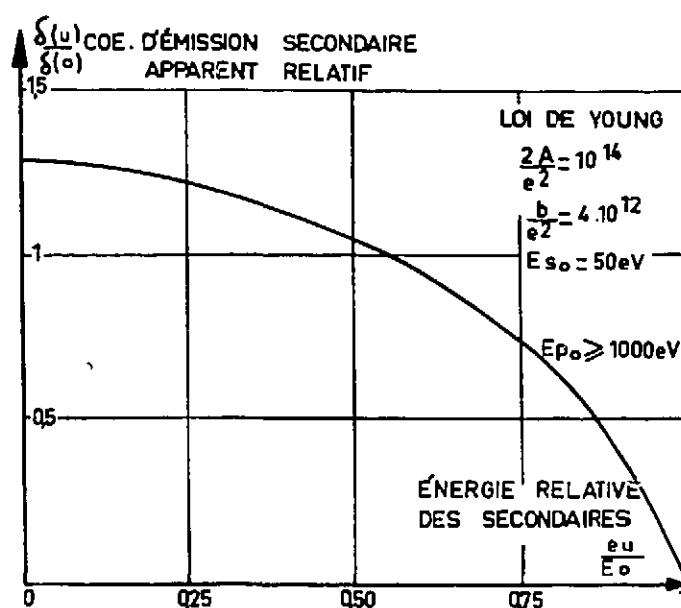
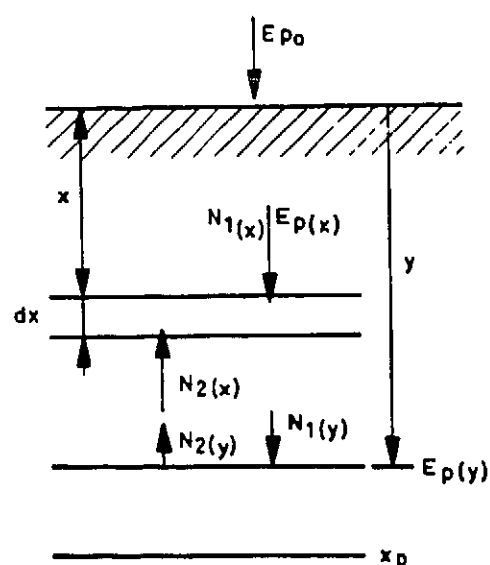


FIG. 82 - Coefficient d'émission secondaire calculé suivant la loi de YOUNG.

V - DISCUSSION DES BASES DE DEPART DU CALCUL

Les hypothèses que nous avons choisies sont donc trop élémentaires pour expliquer le spectre énergétique des secondaires émis, alors qu'elles peuvent suffire lorsque l'on s'intéresse uniquement au coefficient d'émission secondaire total.

Pour déterminer $\delta(u)$ avec plus de précision, nous avons effectué un calcul en tenant compte des primaires réfléchis et rediffusés dans le solide.



L'énergie dissipée dans une couche dx est alors la somme des pertes subies par le faisceau incident et des pertes correspondant aux électrons rétrodiffusés par les couches comprises entre l'abscisse x et x_p . Des calculs assez compliqués [67] montrent aussi que $\delta(u)$ est encore trop élevé, pour les fortes valeurs d'énergies des secondaires.

Il semble à l'heure actuelle que la loi de YOUNG ne puisse être mise en cause. Signalons de plus qu'un calcul effectué par BETHE dès 1930 [68] aboutit à une décroissance énergétique identique des primaires.

FIG. 83 - Schéma de principe du calcul en tenant compte des rétrodiffusés.

Remarque :

1) Certains travaux de YOUNG et de HACHENBERG [69] tendent à montrer que la fonction $n(x, E_{p_0})$ présente l'allure de la figure 84.

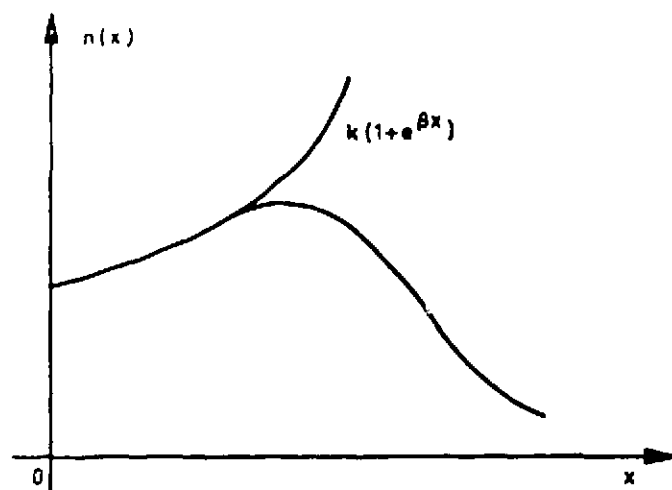


FIG. 84 - Répartition spatiale de la source des secondaires.

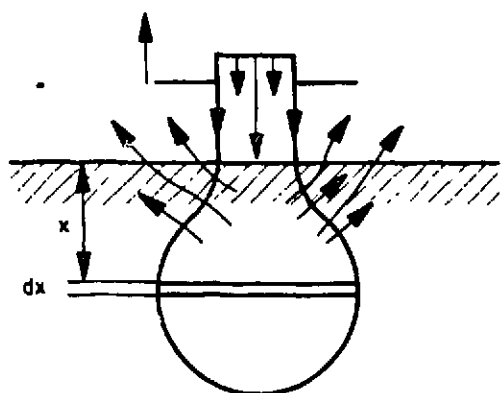


FIG. 85 - Zone d'ionisation dans un solide après impact par un faisceau d'électrons.

2) Il faut également noter que jusqu'à présent, nous ne nous sommes intéressés qu'au problème à une dimension.

En pratique, si l'on considère un faisceau incident circulaire de densité uniforme tombant sur la surface d'un échantillon, on obtient dans la matière une zone d'ionisation présentant un rayon maximum à une certaine distance de la surface (figure 85).

3) Si l'on tient compte d'autre part de la répartition gaussienne de l'intensité dans le faisceau primaire, on peut comprendre que le nombre d'électrons secondaires engendrés dans les couches très proches de la surface soit moins important que celui des électrons créés un peu plus profondément. Compte tenu de ces remarques, en ramenant le problème à une dimension, nous choisirons pour décrire la source des secondaires dans la matière une fonction croissante du type :

$$n(x, E_{p_0}) = - \frac{k}{\epsilon_e} (1 + e^{\beta x}) \quad (71)$$

Comme la profondeur effective x_s d'où proviennent au maximum les secondaires est faible, il n'est pas utile de choisir une fonction plus compliquée

décrivant $n(x, E_{p_0})$ et traduisant notamment la décroissance de la courbe lorsque x augmente.

β sera une constante dépendant de E_{p_0} et de la dimension du faisceau incident. (Si on fait $\beta = 0$, on se trouve dans l'hypothèse de YOUNG où $n(x)$ est une constante).

VI - CALCUL DE $\delta(u)$

En adoptant la loi (71), le coefficient apparent s'écrit :

$$\delta(u) = \int_0^{x_u} \frac{k}{\epsilon_e} f(0) e^{-\frac{x}{x_s}} (1 + e^{\beta x}) dx \quad (72)$$

Après calculs :

$$\delta_{(u)} = \frac{k f(o)}{a \epsilon_e} \left\{ (1 - e^{-\alpha x_u}) + \frac{1}{(1 - \frac{\beta}{\alpha})} \left[1 - e^{-(1 - \frac{\beta}{\alpha}) \alpha x_u} \right] \right\} \quad (73)$$

En prenant $x_{u=0} = x_s$, il vient en posant $eU = E_u$

$$\delta_{(u)} = \frac{k f(o)}{a \epsilon_e} \left\{ 1 - e^{-E_{s_o} (1 - \frac{E_u}{E_{s_o}})} + \frac{1}{(1 - \frac{\beta}{\alpha})} \left[1 - e^{-(1 - \frac{\beta}{\alpha}) E_{s_o} (1 - \frac{E_u}{E_{s_o}})} \right] \right\} \quad (74)$$

Si l'on choisit $\frac{\beta}{\alpha} = 1,1$ et $E_{s_o} = 50 \text{ eV}$, on obtient la courbe de la figure 86 qui se rapproche des résultats expérimentaux.

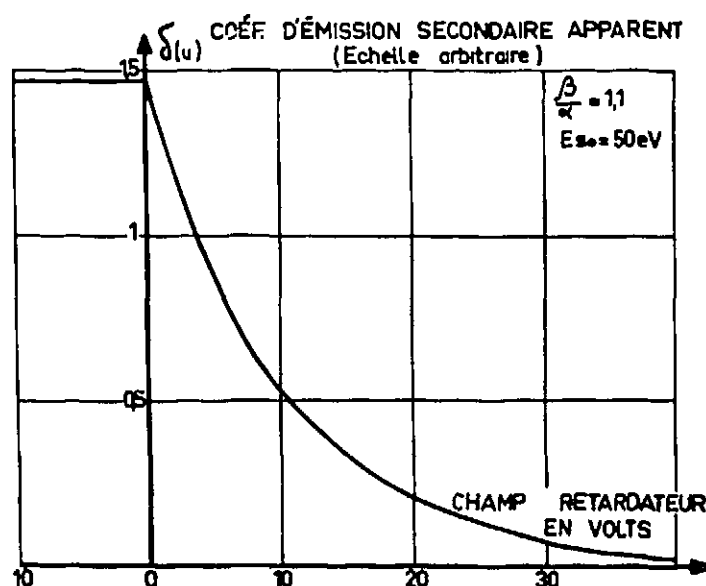


FIG. 86 - Coefficient apparent d'émission des secondaires vrais calculé avec les nouvelles hypothèses.

VII - SUR LA PROBABILITE DE SORTIE $f(x)$

Au paragraphe II, nous avons posé :

$$f(x) = f(o) e^{-\frac{x}{x_s}}$$

On peut considérer x_s comme le parcours moyen d'absorption des secondaires.

Dans un isolant parfait, exempt de défaut, à partir de la théorie de l'interaction entre électrons et vibrations d'un réseau [70], on montre que l'énergie moyenne perdue par un électron est indépendante de l'énergie de l'électron, mais dépend seulement de la température.

En appelant $\overline{E_c}$ l'énergie moyenne perdue à chaque collision, l'énergie d'un secondaire d'énergie initiale E_{s_o} et ayant subi N collisions sera :

$$E_{s(N)} = E_{s_o} - N \overline{E_c} \quad (75)$$

On montre également que le libre parcours moyen entre collisions avec les vibrations du réseau pour des électrons de plusieurs eV est proportionnel à l'énergie et à une fonction de la température :

$$\lambda(E_s, T) = \lambda_o \cdot E_s \cdot f(T) \quad (76)$$

où λ_o est une constante.

On voit donc que l'énergie, et par conséquent λ , décroît linéairement avec N .

Pour qu'un électron puisse sortir de la matière, il est nécessaire qu'il possède une énergie E_{mini} . Ainsi, la vie d'un secondaire se trouve limitée à un nombre de collisions N_m , tel que :

$$N_m \bar{E}_c = E_{s_o} - E_{mini} \quad (77)$$

Si l'on considère que le parcours des secondaires est un mouvement brownien à une dimension, le déplacement moyen d'un secondaire sera :

$$\overline{(x^2)} = N_m \overline{(\lambda^2)} \quad (78)$$

soit, en tenant compte de (76) :

$$\overline{(x^2)} = N_m \lambda_o^2 [f(T)]^2 \overline{(E_s^2)} \quad (79)$$

A partir de (75), on peut écrire :

$$\overline{(E_s^2)} = E_{s_o}^2 + \bar{E}_c^2 \overline{(N^2)} - 2 \bar{E}_c E_{s_o} \bar{N} \quad (80)$$

La valeur moyenne de N est simplement $\frac{N_m}{2}$ et si $N_m \gg 1$, ce que nous pourrions supposer être le cas ici :

$$\overline{(N^2)} = \int_0^{N_m} \frac{N^2 dN}{N_m} = \frac{1}{3} N_m^2 \quad (81)$$

D'où :

$$\overline{(E_s^2)} = E_{s_o}^2 + \frac{1}{3} \bar{E}_c^2 N_m^2 - 2 \bar{E}_c E_{s_o} \frac{N_m}{2} \quad (82)$$

On voit que $\overline{(E_s^2)}$ est seulement déterminé par les constantes E_{s_o} et E_{mini}

Le parcours moyen d'un secondaire durant son déplacement dans la matière s'écrit donc :

$$\overline{(x^2)} = N_m \lambda_o^2 [f(T)]^2 \left\{ E_{s_o}^2 + \frac{1}{3} \bar{E}_c^2 N_m^2 - 2 \bar{E}_c E_{s_o} \frac{N_m}{2} \right\} \quad (83)$$

Il semble logique alors de prendre $x_s = \sqrt{\overline{(x^2)}}$ pour préciser la profondeur moyenne d'où proviennent les secondaires.

Dans un cristal ionique, le libre parcours moyen entre collisions est donné par [71] :

$$\lambda = \frac{\lambda_o E_s}{(2 n_\nu + 1)} \quad \text{soit} \quad f(T) = \frac{1}{(2 n_\nu + 1)} \quad (84)$$

avec $n_{\nu} = \left[\exp \frac{h \nu}{kT} - 1 \right]^{-1}$

et où ν représente la fréquence optique correspondant aux vibrations longitudinales du réseau.

De plus, la perte d'énergie moyenne par collision subie par un secondaire s'écrit :

$$\overline{E}_c = \frac{-dE_s}{dx} \lambda = \frac{h \nu}{2 n_{\nu} + 1} \tag{85}$$

Ceci permet donc d'évaluer la perte d'énergie subie à chaque collision, et de calculer x_s , si l'on connaît E_{s0} .

L'énergie perdue par un secondaire dans de telles collisions avec le réseau est faible. Dans le tableau ci-dessous, nous résumons quelques données calculées par divers auteurs.

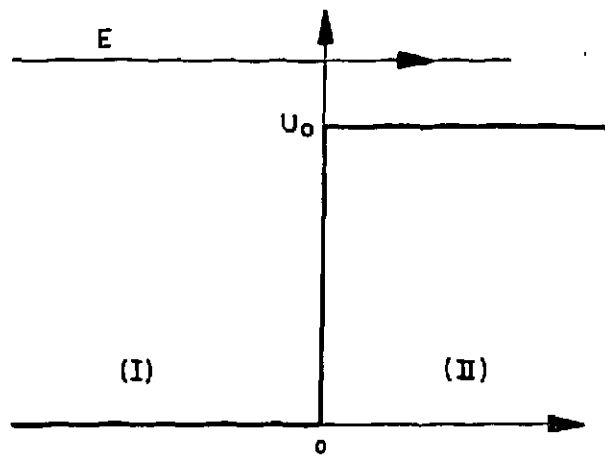
Matériau	Libre parcours moyen entre collision	Perte à chaque collision	Auteurs	Références
Al ₂ O ₃	5 à 10 Å	0,1 eV	SOVOYE et HANDY	71
Al ₂ O ₃	5 Å	0,1 eV	DEKKER-KHOKLEY et VAN VLIET	73 - 74
GaAs	15 Å	0,036 eV	LAGAN-CHYNOWETH et COHEN	72
GaP	25 Å	0,050 eV	WILLAMS - SIMMONS	75

Avec ces valeurs, on remarque que x_s pour les isolants est situé entre 200 et 2000 Å. Dans les métaux, on doit prendre x_s de l'ordre de 30 Å. Les interactions à considérer sont dans ce cas différentes et bien que les collisions électrons-phonons existent, elles sont négligeables par rapport aux interactions électrons-électrons. QUINN [76] a montré que le libre parcours moyen dans ce dernier type d'interactions dépend de l'énergie des secondaires : il serait de l'ordre de 100 Å pour un électron ayant une énergie supérieure d'environ 3 eV au niveau de FERMI. Mais comme dans de telles collisions, un secondaire perd beaucoup d'énergie, la profondeur effective d'où peuvent provenir les secondaires est faible.

- sur la probabilité de sortie f(o) d'un électron engendré très près de la surface.

Nous écrivons $f(o) = B_1 B_2 \tag{86}$

où B_1 est un coefficient tenant compte qu'un secondaire a autant de chances de s'en aller vers la surface, que de rentrer à l'intérieur, (pour cette raison, dans les applications numériques précédentes, on a pris $B_1 \cdot B_2 = 0,5$) et B_2 représente la probabilité que possède un secondaire, arrivant à la surface, de pouvoir franchir cette surface.



Le calcul des fonctions d'ondes dans la région (I) et dans la région (II) permet d'obtenir le coefficient de transmission T , rapport du flux transmis J_t au flux incident J_i [77] :

$$T = \frac{4 k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2} \quad (87)$$

FIG. 87 - Franchissement d'une barrière de potentiel par une particule.

avec $k_1 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E}$ $k_2 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0)}$

On prendra ici $B_2 = T$.

L'expression (38) exprimant le coefficient B_2 est représentée ci-dessous (figure 88). C'est une fonction très rapidement croissante.

On pourra remarquer que dans le cas d'un isolant, la hauteur U_0 de la barrière de potentiel est égale à l'affinité électronique χ du corps considéré.

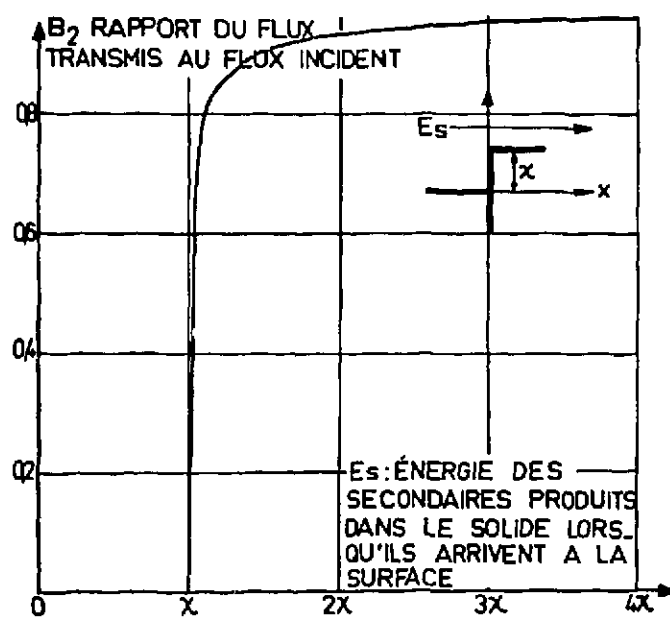


FIG. 88 - Probabilité de franchissement d'une barrière de potentiel par une particule.

VIII - SPECTRE ENERGETIQUE DES ELECTRONS SECONDAIRES

A partir de (25) et (38), la courbe représentant le spectre énergétique s'écrit pour un isolant :

$$f(E_U) = \frac{4 \sqrt{E_U (E_U - \chi)}}{(\sqrt{E_U} + \sqrt{E_U - \chi})^2} \left[e^{-E_{s_0} (1 - \frac{E_U}{E_{s_0}})} - e^{-4 E_{s_0} (1 - \frac{E_U}{E_{s_0}})} \right]$$

$$E_U = eU$$

Pour un métal, il suffit de remplacer χ par $E_F + \Phi$.

Pour tracer $f(E_U)$ et déterminer entièrement la courbe, il faut maintenant préciser la valeur E_{s_0} . Comme l'on considère en général la limite de 50 eV pour séparer les secondaires vrais des rétrodiffusés et des rediffusés inélastiquement, la valeur maximum à attribuer à E_{s_0} sera de cet ordre de grandeur.

Avec cette hypothèse supplémentaire, nous avons alors tracé $f(E_U)$ pour plusieurs valeurs de χ .

On obtient les courbes de la figure 89. On peut remarquer que la valeur la plus probable du spectre énergétique se déplace vers des valeurs plus élevées et que δ diminue lorsque l'affinité électronique (ou l'énergie E_{mini} dans le cas d'un conducteur) augmente.

C'est également ce que nous avons déclaré au chapitre précédent et qu'a trouvé expérimentalement APPELT [78]. Bien que notre théorie du spectre énergétique repose sur des bases assez élémentaires, nous la considérerons comme suffisante pour tenter d'interpréter les résultats que nous avons précédemment exposés.

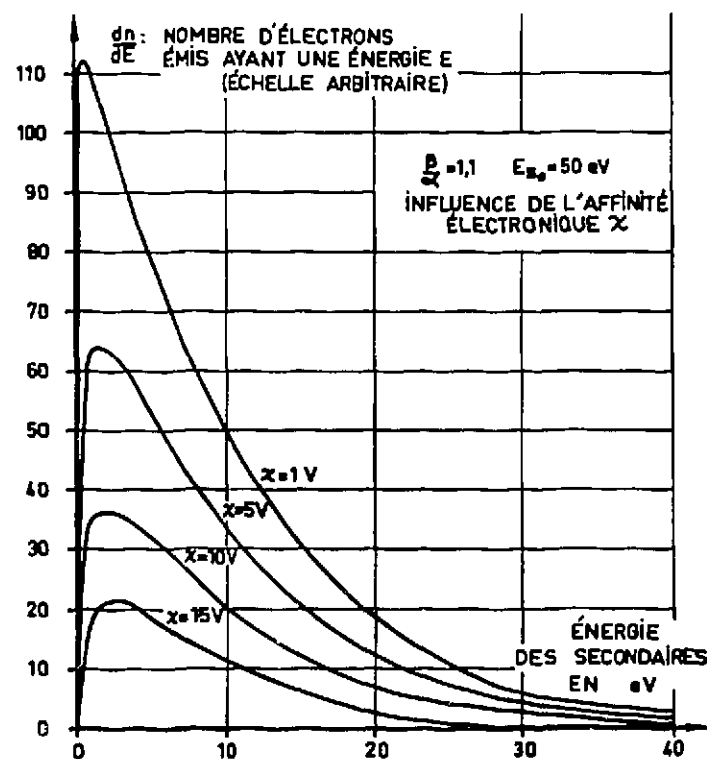


FIG. 89 - Répartition énergétique des secondaires vrais.

IX - CONCLUSION

La théorie élémentaire que nous avons développée montre que l'influence de la barrière de potentiel de surface joue un rôle très important dans le processus d'émission secondaire. Elle permet de voir qu'à une faible barrière correspond un δ élevé et que d'autre part, l'énergie $E_{\max}$ la plus probable du spectre énergétique est d'autant plus grande que δ est petit.

A l'aide de la mécanique quantique, à partir de la théorie des perturbations, il est possible d'aboutir à une expression du spectre énergétique [57] [61]. Toutefois les approximations qu'il est nécessaire de faire, fournissent des résultats théoriques qui ne sont pas exactement confirmés par l'expérience. Par des considérations beaucoup plus simples, les conclusions auxquelles nous arrivons, mettent surtout en évidence les divers processus de création, déplacement, et émission des secondaires.

On peut enfin remarquer que les fonctions que nous avons choisies pour représenter le spectre (part. I Chap. I) approximent assez bien les courbes de la figure 89.

CHAPITRE IV

EXPLICATIONS PROPOSEES POUR INTERPRETER LES PHENOMENES OBSERVES

I - INTRODUCTION

Parmi les observations que nous avons faites, nous analyserons plus particulièrement les résultats concernant l'émission des secondaires vrais en nous aidant de la théorie et des courbes calculées au chapitre précédent.

Nous n'interpréterons pas ici les mesures du coefficient d'électrons rétrodiffusés et de sa variation avec l'énergie des primaires. Signalons simplement que l'on peut observer suivant les cibles une augmentation ou une diminution de η avec E_{p0} , par contre η est toujours plus élevé si le numéro atomique de l'élément bombardé est grand (il peut atteindre 0,5 pour l'uranium). Sur des composés, il est plus difficile de conclure. Les résultats assez surprenants obtenus pour la solution solide de Pb (Ti - Zr) O₃ peuvent se comprendre par des effets annexes dus à l'irradiation que nous expliquerons plus loin, mais ne doivent en aucun cas être considérés comme données intrinsèques caractérisant ce matériau.

II - AUGMENTATION DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE LORSQUE LE CHAMP ELECTRIQUE SITUE FACE A L'ECHANTILLON EST POSITIF

Pour expliquer ce phénomène, nous avons été tenté de rapprocher nos résultats de l'effet SCHOTTKY observé dans les diodes thermoïoniques ou de l'émission de champ du type FOWLER-NORDHEIM.

Suivant la théorie de FOWLER-NORDHEIM, l'influence du champ extérieur a pour conséquence de transformer la barrière de potentiel de surface.

Celle-ci ne peut plus être considérée comme un simple saut de potentiel, mais devient une barrière plus complexe (figure 90).

Dans le calcul théorique du spectre énergétique que nous avons présenté au chapitre précédent, on doit prendre un autre coefficient B_2 dans (86). Un calcul simple montre que l'allure du spectre énergétique est modifiée par le champ extérieur (X devient X' , et de plus, certains électrons peuvent franchir la barrière par effet Tunnel alors qu'en l'absence de champ externe, ce dernier phénomène est inexistant).

En fait, on constate qu'aux erreurs de mesure près, le spectre énergétique des secondaires n'est pas modifié par le champ extérieur.

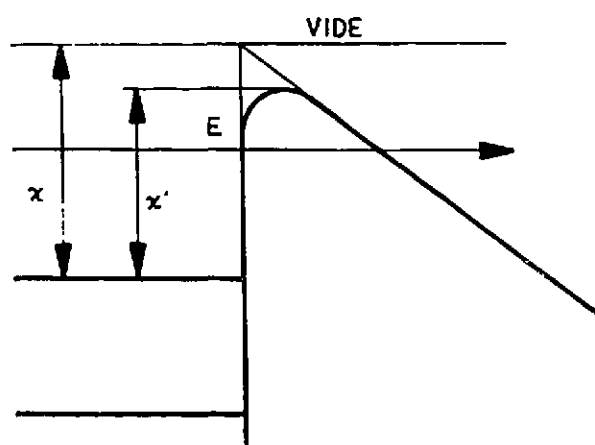


FIG. 90 - Modification de la barrière de surface par effet de champ.

D'autre part, l'émission de champ du type FOWLER-NORDHEIM suit la loi suivante [79] :

$$J = J_o \left(\frac{E}{E_o} \right)^2 \exp \left(- \frac{E_o}{E} \right) \quad (89)$$

J : densité de courant émis

E : $\frac{V}{d}$ champ électrique

$$J_o : \frac{2 e m}{9 \hbar^3 \pi^2} \Phi^2$$

$$E_o : \frac{4 \sqrt{2 m}}{3 \hbar e} \Phi^{3/2}$$

L'augmentation de J croît de manière exponentielle avec E .

Nous avons trouvé expérimentalement une augmentation linéaire tendant vers une saturation. On constate également que la pente de la courbe dépend de l'énergie des primaires et que cette augmentation du coefficient d'émission secondaire est d'autant plus marquée que l'on est proche de $E_{p_o \max}$, alors que le phénomène n'est plus visible lorsque E_{p_o} est trop élevé.

Il est donc préférable de rechercher une explication à partir de l'émission secondaire elle-même.

Comme nous l'avons déjà signalé, cette absence de saturation du courant secondaire a également été observée sur certains corps par quelques expérimentateurs. L'opinion généralement admise fait intervenir les charges positives laissées à la surface de l'échantillon, lorsque le coefficient d'émission secondaire est supérieur à l'unité. Il se crée un champ électrique interne qui a tendance à accélérer les électrons à l'intérieur de la matière et à les attirer vers la surface d'émission.

Si l'on ne s'intéresse qu'au nombre des secondaires émis, on constate une augmentation du coefficient d'émission secondaire. C'est ce qu'ont observé JACOBS et Coll. [43] sur MgO et que signale BRUINING sur BaO [44].

Comme on a pu le voir, ce phénomène est surtout visible lorsque la haute tension accélérant les primaires leur procure une énergie voisine de $E_{p0\text{ max}}$, c'est-à-dire aussi lorsque δ est plus élevé, et donc que les charges positives laissées en surface sont importantes.

L'augmentation du courant secondaire constatée par JACOBS est d'ailleurs très importante puisqu'il a pu mesurer des coefficients δ supérieurs à 100 sur MgO .

SHROFF [80] [81], reprenant des études semblables à celles effectuées par JACOBS, a montré que le phénomène d'exaltation de l'émission secondaire par la présence de charges positives, créant un champ interne, dépendait fortement de la nature et de la préparation des échantillons. Une augmentation très importante doit être attendue si la cible bombardée est poreuse ; au contraire, des échantillons très compacts ne présentent pas cette caractéristique. On explique ce phénomène par la plus grande facilité que possèdent les porteurs de charge de se déplacer dans un matériau poreux.

Nous ne l'avons pas toujours observé très nettement sur le quartz, alors qu'il est mis en évidence à chaque essai sur les céramiques frittées de Ba Ti O_3 et de Pb (Zr - Ti) O_3 .

III - AUGMENTATION DE L'ENERGIE LA PLUS PROBABLE DES SECONDAIRES VRAIS LORSQUE L'ENERGIE DES PRIMAIRES CROIT

Il est ici possible de trouver une explication faisant intervenir des mécanismes analogues à ceux que nous venons de décrire plus haut.

On peut voir que l'augmentation de E_{max} n'a lieu qu'au delà d'une certaine valeur de l'énergie des primaires. Elle est assez rapide dans le cas de SiO_2 , plus progressive pour Pb (Zr - Ti) O_3 , alors que, pour Ba Ti O_3 , ce phénomène ne se produit pas dans la gamme 300 - 2000 eV.

L'explication que nous proposons est la suivante : au fur et à mesure que l'énergie des primaires croît, le coefficient d'émission secondaire diminue. Comme on l'a vu au chapitre précédent, les électrons incidents pénètrent plus profondément dans la matière, et bien qu'un nombre d'électrons secondaires plus important soit créé au total, le pourcentage de ceux qui s'échappent de la matière est plus faible (figure 79).

L'endroit où se trouvent engendrés la plupart des secondaires correspond donc à des distances de plus en plus grandes de la surface, et le nombre d'électrons pouvant traverser la barrière de potentiel de surface est ainsi moins élevé.

Jusqu'à présent, nous avons toujours parlé de potentiel de surface de l'isolant. Il faut bien considérer que, si du point de vue des champs électriques, à l'extérieur de l'échantillon ce formalisme est valable, on ne peut l'accepter si l'on observe ce qui se passe à l'intérieur de la matière. En effet, toutes les charges ne sont pas en surface, mais dispersées dans un volume suivant une répartition spatiale dépendant de la nature de la cible et de l'énergie des électrons incidents.

C'est dans ce volume que sont créés la plupart des électrons secondaires qui vont ensuite s'échapper.

Dans le cas où l'énergie des primaires est faible (500 eV par exemple), δ est grand, et la densité de charges positives est supérieure à celle des charges négatives. Il y a alors création d'un champ interne dans le solide qui tend à augmenter la concentration d'électrons près de la surface bombardée en leur communiquant d'autre part une énergie initiale non nulle lorsqu'ils pénètrent dans la zone irradiée par le faisceau primaire (figure 91 a).

Lorsque l'énergie des primaires est élevée, le volume de matière contenant les charges positives et négatives possède une densité de charge globale qui est plus faible que dans le cas précédent. Le champ interne peut localement devenir négatif. Un électron secondaire qui sera créé dans la zone hachurée sera alors soumis au champ provenant des charges existantes. Cette charge d'espace formée par les électrons primaires aura tendance à repousser les secondaires vers l'extérieur, en augmentant leur énergie initiale.

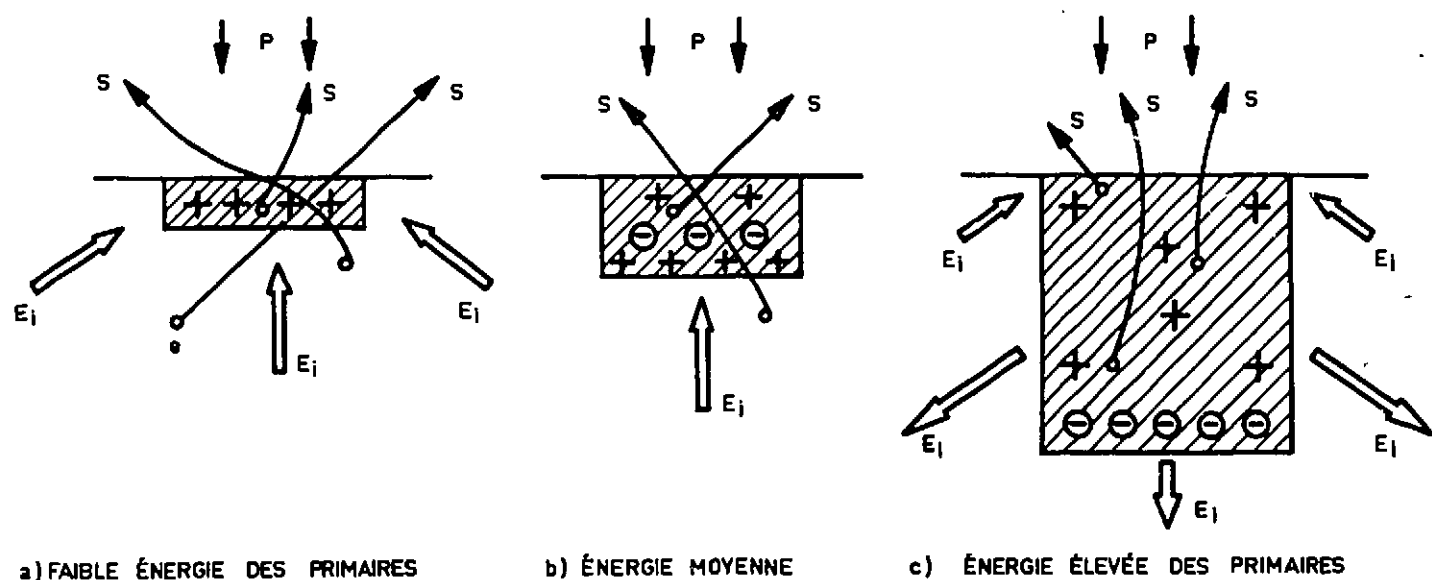


FIG. 91 - Création d'un champ interne dans l'isolant au cours du bombardement.

Remarque

Avant chaque mesure, nous avons précisé que la cible subissait un bombardement remettant la surface au potentiel nul. Un électron se trouvant alors dans le vide, devant la surface émettrice, n'est soumis à aucun champ. Cela ne signifie pas nécessairement que le volume de matière bombardé possède une charge moyenne nulle. En effet, par des considérations simples d'électrostatique, il est facile de montrer que l'action des couches profondes sur l'électron émis dans le vide est moins importante que celle des couches proches de la surface. Dans l'opération de stabilisation, les électrons les plus lents émis retombent sur l'échantillon. La vitesse de ces électrons est faible comparée à celle des primaires et on peut déclarer qu'ils restent localisés en surface.

La répartition des charges dans le volume de matière bombardé pourra par exemple avoir l'allure représentée figure 92, cette répartition donnant localement naissance à un champ interne. On peut donc remarquer que l'opération de stabilisation est dépendante de l'énergie des primaires et que cette phase de la mesure ne constitue pas un paramètre constant tout au long des essais.

En stabilisant la surface de la cible avant toute mesure par bombardement préalable de l'échantillon, on effectue donc ensuite une mesure sur un solide perturbé. Pour remettre au potentiel nul l'isolant étudié, il serait préférable d'adopter une méthode analogue à celle de WHETTEN et LAPONSKY [82], par chauffage de l'échantillon. Il faut bien remarquer que dans ce cas les mesures sont extrêmement longues.

Le solide étant perturbé, on peut comprendre que les valeurs de $E_{\max}$ que nous avons relevées pour presque tous les matériaux isolants analysés soient aussi plus élevées que celles de WHETTEN et LAPONSKY [82] ou celles de APPELT [78], lesquelles se rapprochent d'ailleurs plus de nos résultats théoriques mentionnés au

chapitre précédent ($E_{\max} \simeq 1 \text{ à } 2 \text{ eV}$).

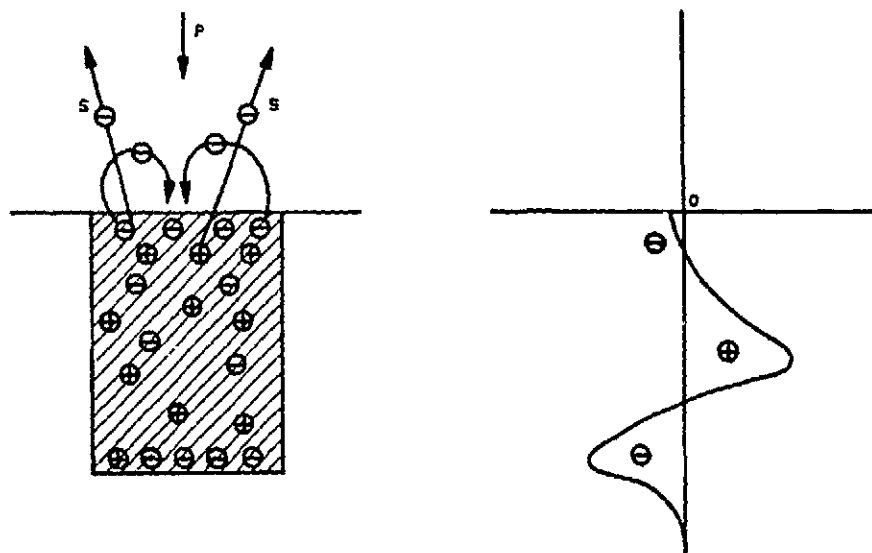


FIG. 92 - Répartition des charges dans l'isolant après stabilisation.

$E_{\max}$ est souvent situé autour de 8 à 10 eV aussi bien pour SiO_2 - Ba Ti O_3 - KCl - KBr , etc., alors que nos résultats sur les métaux sont tout à fait comparables à ceux qui ont pu déjà être mesurés ($E_{\max} \simeq 4 \text{ à } 5 \text{ eV}$).

On peut penser qu'une partie des électrons les plus lents a tendance à se recombiner avec les trous positifs qu'ils rencontrent sur leur parcours et que la répartition énergétique que nous avons considérée dans l'expression (74) ne comporte pas autant d'électrons de faible énergie. La valeur de $E_{\max}$ résultant du produit de cette expression par la probabilité de franchissement de la barrière de potentiel augmentera en conséquence.

IV - INFLUENCE D'UN CHAMP INTERNE APPLIQUE A L'ECHANTILLON

Lorsque le champ a tendance à expulser les électrons à l'extérieur de la matière, nous avons mesuré des énergies très élevées pour les secondaires, alors que lorsqu'il est dirigé en sens inverse, les courbes relevées diffèrent très peu de celles obtenues en l'absence de champ, bien qu'une diminution énergétique des électrons émis soit tout de même observée. Par contre, le coefficient d'émission secondaire total varie assez peu avec le champ interne.

Les explications que nous proposons reposent sur les remarques suivantes :

Lorsque le champ est extracteur, on peut observer que l'énergie maximum des secondaires vrais, exprimée en électron-volts, atteint des valeurs proches de celle du champ interne appliqué. L'énergie qu'un électron peut acquérir en se déplaçant entre deux points dont la différence de potentiel est V ne dépend que du point de départ et de celui d'arrivée, et est égale à eV . La différence de potentiel pouvant exister entre la surface bombardée et la profondeur de pénétration x_p des primaires est très faible et il n'est pas possible de penser que les secondaires puissent gagner autant d'énergie dans ce volume de matière.

On constatera, que jusqu'à présent, nous n'avons parlé que des électrons libres se dirigeant vers la zone bombardée sous l'effet du champ interne propre créé par le processus d'émission lui-même, mais que nous n'avons pas fait intervenir leur production.

Suivant une idée de DOBISCHEK - JACOBS et FREELY [83], le mécanisme de création pourra être le résultat d'un effet photoélectrique dans lequel les photons sont éjectés durant la recombinaison des ions positifs et de certains électrons. Une partie de ces photons pénètre à l'intérieur de la matière et libère de nouveaux électrons.

Lorsque l'on applique un champ électrique, le libre parcours moyen d'un secondaire sera augmenté dans le sens du champ. S'il devient suffisamment énergétique, en perdant 5 à 10 eV, il pourra créer de nouveaux électrons et causer un effet d'avalanche.

Par une estimation grossière, nous supposons qu'il faut environ 1000 photons pour créer un électron libre [83].

Lorsqu'il s'agit d'échantillons très minces, le champ électrique existant à l'intérieur de l'isolant peut devenir très élevé, même en l'absence de champ interne supplémentaire appliqué, et la tension disruptive peut être atteinte. Dans ce cas l'avalanche se produit. C'est sur des échantillons très minces que JACOBS a effectué ses mesures. Par contre, SHROFF a étudié des échantillons atteignant 100 μ dans lequel il réussit aussi à induire une émission secondaire auto-entretenu, avec des champs internes moins élevés.

Remarque

Pour analyser l'augmentation de δ en présence d'un champ extérieur accélérateur, on peut se reporter au schéma de la figure 93.

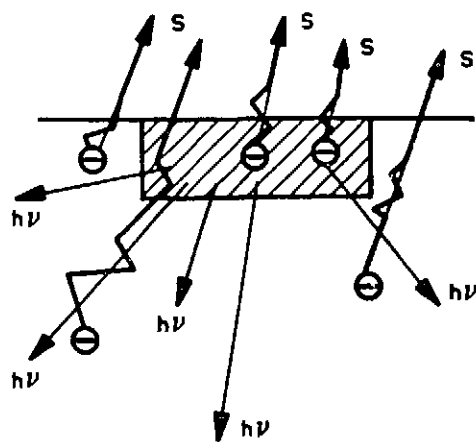


FIG. 93 - Création d'électrons libres par les photons.

Les électrons créés par les photons en dehors de la zone irradiée par les primaires sont d'autant moins nombreux, (on peut le supposer), que l'on pénètre plus profondément dans la matière. Augmenter le champ externe, revient à attirer vers la surface des électrons provenant de couches de plus en plus profondes. Le nombre d'électrons arrivant à la surface avant d'être émis sera donc plus élevé, et il est facile d'imaginer qu'une saturation puisse se produire.

Si on établit un champ interne auxiliaire, on peut comprendre que le phénomène d'émission secondaire soit affecté surtout lorsque celui-ci est extracteur (figure 94).

Lorsque le champ est nul ou que la force agissant sur les électrons est dirigée de la face émettrice vers la face interne, le volume de matière participant au processus d'émission secondaire se trouve limité à des couches de quelques dizaines de Å, tandis que lorsque le champ a tendance à expulser les électrons de la matière, ceux-ci proviennent de couches très profondes avec une énergie maximale élevée. On remarque aussi que dans ce cas l'énergie la plus probable est très forte. JACOBS déclare avoir effectué des mesures de spectre énergétique et donne une valeur moyenne de 10 à 20 eV. En fait, il ne publie aucune courbe et son montage de mesure est vraisemblablement assez sommaire.

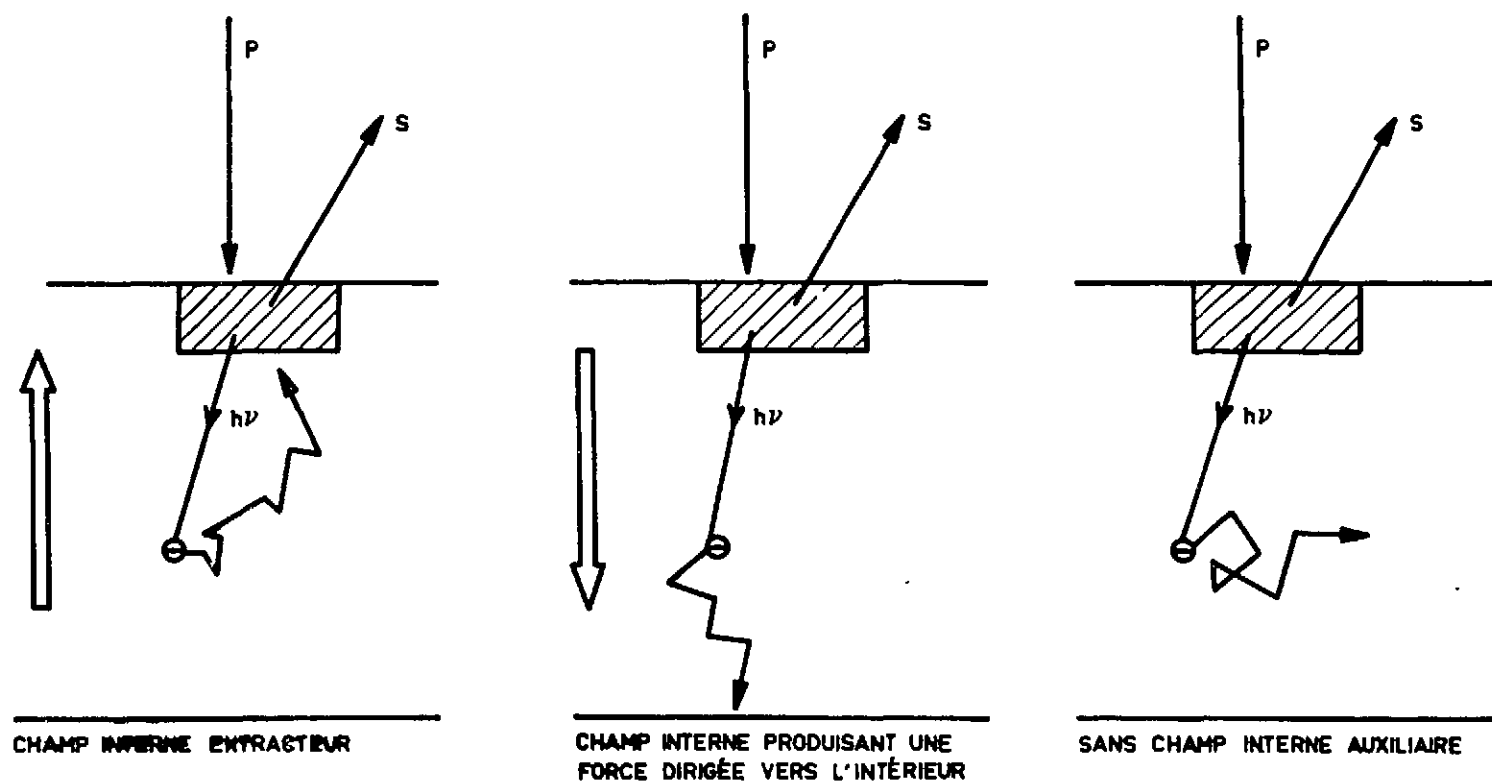


FIG. 94 - Influence d'un champ interne sur les mesures.

Le fait qu'il existe relativement peu d'électrons de faible énergie peut se comprendre par leur recombinaison avec les trous qui a d'autant plus de chance de se produire que leur énergie est faible. Si un effet d'avalanche se produit, même partiellement, on peut raisonnablement penser que le nombre de trous créés est alors important et que la recombinaison avec les électrons lents l'est également.

Pour vérifier la présence d'électrons créés profondément dans la matière par les photons, nous avons placé un microampèremètre en série avec la source de tension de polarisation lorsque le champ exerce une force tendant à déplacer les charges négatives vers la face arrière de l'échantillon.

Un exemple de courbe relevée est représenté ci-après (figure 95).

Lorsque le champ est faible, les charges négatives voient leur libre parcours moyen augmenter et un certain nombre d'électrons libres créés par les photons sont capables d'atteindre la surface interne de l'échantillon.

On peut dire qu'il ne se produit pas de phénomène d'avalanche pour les champs intéressés, à cause du courant maximum capté de cette façon qui est très faible par rapport au courant primaire incident (de l'ordre de 5 ‰). Ce n'est donc pas ici un phénomène comparable à l'effet MALTER, mais une sorte de conductibilité induite ayant son origine dans un processus de création d'électrons libres à partir de photons. Compte tenu des énergies mises en jeu, il est nécessaire de concevoir ce processus en deux temps : le photon produit d'abord un exciton et des phonons, puis l'exciton et un nouveau photon peuvent donner un électron libre susceptible d'être émis.

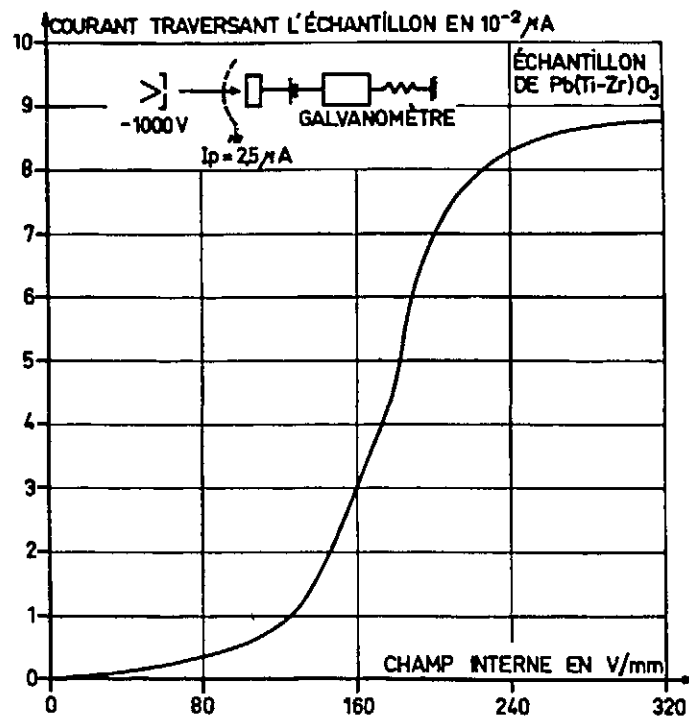


FIG. 95 - Courant de conductibilité induite par les photons.

V - VARIATION DU COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE AU COURS DU TEMPS APRES DEPOT D'UNE CHARGE EN SURFACE

V.1 - Dans le cas d'une charge déposée négative, nous avons vu que le coefficient augmentait d'abord pour ensuite décroître, et que les courbes relevées lorsque la zone chargée était de grand diamètre (spot déconcentré) étaient situées au-dessus de celles qui correspondaient à un diamètre plus petit.

Nous venons de fournir quelques explications permettant de comprendre l'influence d'un champ externe à l'échantillon et d'un champ interne.

Il faut alors remarquer que dans le cas présent, aucun de ces deux paramètres n'est nul et qu'ils évoluent au cours du temps au fur et à mesure que les charges déposées s'écoulent.

En appelant σ_o la densité de charge par unité de surface, on montre que le champ E créé par une couche mince circulaire uniforme est donné par :

$$E = \frac{\sigma_o}{2 \epsilon_o} (1 - \cos \theta)$$

Avec le schéma de la figure 96 a, on calcule facilement le champ interne et le champ externe sur l'axe :

$$E_i = \frac{\sigma_o}{2 \epsilon} \left(1 - \frac{y}{\sqrt{R_o^2 + y^2}} \right)$$

et
$$E_e = \frac{\sigma_o}{2 \epsilon_o} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{R_o^2 + x^2}} \right)$$

ϵ_o : permittivité diélectrique du vide

ϵ : permittivité diélectrique de l'isolant.

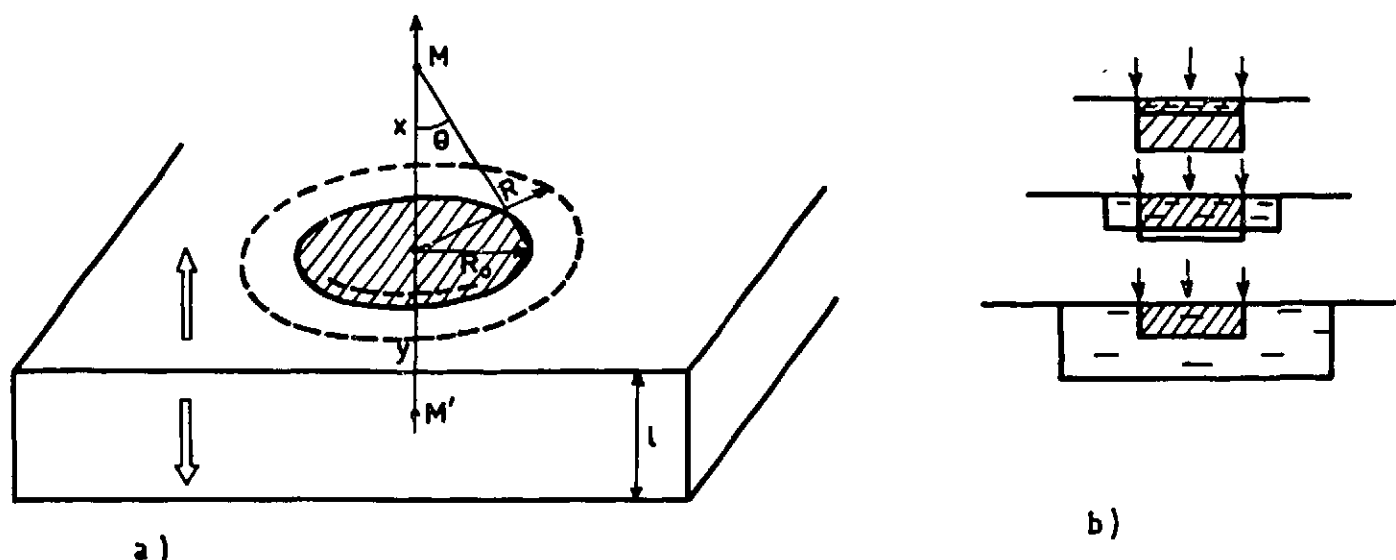


FIG. 96 - Influence sur les mesures d'une charge préalablement déposée.

D'après ces expressions, on voit que l'action du champ en un point M sur un électron émis dans le vide est d'autant plus intense que R_0 est grand. Dans le cas où le faisceau d'électrons est déconcentré, le nombre d'électrons captés par le collecteur est alors plus important que lorsque le faisceau est fin. On explique bien ainsi que les mesures effectuées avec un spot déconcentré donnent des δ plus élevés.

Pour analyser l'évolution de δ au cours du temps, on peut imaginer que les charges initialement déposées s'écoulent en surface et dans la matière, et que le rayon à considérer augmente ainsi que la profondeur intéressée par le dépôt préalable.

Le volume de matière comportant cet excès de charges négatives va donc suivre l'évolution schématisée par la figure 96 b.

Lorsque l'on fait une mesure peu de temps après avoir déposé une charge négative, les primaires pénétrant dans la matière vont engendrer des secondaires dans une couche de l'ordre de $100 \text{ \AA}$ par exemple, alors que les charges précédemment déposées seront localisées dans les couches les plus proches de la surface.

Il est d'autre part logique de penser que les couches contenant le plus d'électrons participeront de manière plus importante à l'émission secondaire. Quand les charges ne se sont pas encore beaucoup écoulées, la contribution des couches présentant un excès de charges négatives sera faible par rapport à l'ensemble des couches intéressées. Au fur et à mesure qu'elles s'écoulent en profondeur, le coefficient d'émission secondaire va augmenter. Lorsqu'elles auront suffisamment diffusé dans une épaisseur par exemple supérieure à $100 \text{ \AA}$, la densité de charges négatives supplémentaires va alors diminuer dans le volume de matière intéressant le parcours des primaires et provoquera une réduction du coefficient d'émission secondaire.

Si l'on considère que les charges s'écoulent uniquement en surface, on peut également voir que les champs interne et externe diminuent conjointement. Il est facile de montrer alors que lorsque le rayon atteint est R , les champs interne et externe s'écrivent :

$$E_e = \frac{\sigma_o}{2 \epsilon_o} \frac{R_o^2}{R^2} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{R^2 + x^2}}\right)$$

et

$$E_i = \frac{\sigma_o}{2 \epsilon} \frac{R_o^2}{R^2} \left(1 - \frac{y}{\sqrt{R^2 + y^2}}\right)$$

L'action répulsive sur un électron émis dans le vide dépend donc de $\frac{1}{R^2}$ et varie assez rapidement lorsque les charges s'écoulent.

Nous avons d'autre part vu qu'une diminution du champ extérieur entraîne celle du coefficient d'émission secondaire. Par contre lorsque le champ interne décroît, un électron se trouvant dans la matière a plus de facilité pour sortir.

On voit donc que l'on doit considérer deux effets inverses qui vont varier au cours du temps ; si l'un l'emporte sur l'autre, δ augmentera ou diminuera.

En comparant les champs sur l'axe pour $x = y = 0$, il vient :

$$E_e = \epsilon_r \frac{V}{2\ell}$$

et

$$E_i = \frac{V}{2\ell}$$

Suivant que l'on a affaire à un matériau présentant une constante diélectrique élevée ou faible, le rapport entre ces deux champs sera petit ou grand, et les phénomènes dont nous venons de parler seront bien sûr plus ou moins affectés.

V.2 - Quand la charge déposée est positive, le champ interne attire les électrons dans la matière, de l'intérieur vers la surface. Au contraire, le champ externe tend à rappeler les électrons émis dans le vide vers la surface, ce dernier effet étant prépondérant sur les courants mesurés. Au cours de l'écoulement des charges, les électrons émis ont tendance à être de moins en moins retenus et le nombre reçu par la sphère collectrice augmente.

Remarque

Au bout d'un temps très important, la valeur asymptotique de δ est légèrement supérieure à l'unité. On peut dire alors que toutes les charges se sont écoulées et que le potentiel de la surface bombardée comme celui de l'électrode collectrice est nul. A cause de la vitesse initiale des secondaires, la différence de potentiel d'équilibre entre cible et collecteur sous le bombardement d'un faisceau d'électrons est positive de quelques volts. Comme nous mesurons les courants par la méthode de l'impulsion unique en notant la valeur des signaux à l'instant $t = 0$, c'est-à-dire avant stabilisation, on retrouve bien un courant secondaire supérieur au courant de stabilisation, et par suite une valeur de δ légèrement supérieure à l'unité.

Comme on peut le voir, des explications tout à fait cohérentes peuvent être avancées pour interpréter les phénomènes observés lorsque l'on effectue une mesure sur une cible préalablement chargée.

VI - INFLUENCE D'UNE IRRADIATION PREALABLE DE LA CIBLE

Nous avons d'abord constaté que lorsque l'on bombarde un échantillon isolant, il est difficile d'obtenir des résultats reproductibles surtout si l'énergie des primaires dépasse environ 1500 eV. On remarque alors que l'énergie des secondaires émis est plus importante après bombardement.

VI.1 - Energie élevée des secondaires après irradiation

Pour interpréter ce phénomène, on peut le rapprocher de certaines études de DAVOINE [38] et de GUILLAUD [84] relatant respectivement une exaltation de l'émission secondaire et de l'émission photoélectrique de métaux sous contrainte. Plusieurs expériences ont aussi montré que la présence de défauts conduisait à un accroissement du coefficient δ [48]. SHURMANN et KUNDT [85] ont expliqué que la réabsorption des secondaires à l'état ordonné était plus aisée qu'à l'état désordonné. Un électron secondaire engendré dans un solide polycristallin a donc une plus grande probabilité d'être émis que son homologue créé dans un monocristal.

Toutefois, dans un solide, on sait qu'un certain nombre de défauts existent en équilibre thermodynamique à une température donnée. Le bombardement électronique lui-même peut en induire, et il est possible de les classer en deux catégories :

- les défauts transitoires tels que les électrons libres, les trous, les excitons ... qui possèdent une durée de vie très courte (10^{-5} s),
- les défauts permanents, (lacunes, interstitiels, dislocations, etc...), qui subsistent pendant des temps beaucoup plus longs.

A chaque type de défaut on peut associer une énergie de formation. Pour les défauts ponctuels permanents, elle est en général de l'ordre de quelques eV.

La manière dont les défauts permanents sont créés n'est pas aisée à déterminer. Des modèles ont été proposés dans le cas des halogénures alcalins dont la structure est particulièrement simple, par SEITZ, SMOLUCHOWSKI, VARLEY, DEXTER, KLICK, etc... [48]. Un rôle important est attribué aux excitons et aux phonons.

Lorsqu'il s'agit de matériaux aussi complexes que ceux qui font l'objet de notre étude, les mécanismes de création ne sont pas connus, mais on peut penser qu'ils sont similaires.

Parmi les défauts que l'on créera, la plupart possèdent une charge propre (qui sera positive, négative ou nulle). En même temps, un certain nombre se recombinent et le phénomène global sera le résultat de deux mécanismes qui peuvent avoir lieu avec des cinétiques très différentes.

Après avoir bombardé l'échantillon à 2000 eV par exemple, et si l'on effectue une mesure à 500 Volts, immédiatement après irradiation, la matière contient un nombre de défauts important. Au fur et à mesure que les charges se recombinent, elle reprend un état d'équilibre correspondant à une densité de défauts plus faible. Les électrons secondaires auront alors à traverser une zone de moins en moins perturbée et d'après ce que nous avons dit précédemment, leur énergie diminuera.

Si l'on analyse maintenant le cas d'une irradiation préalable avec champ interne tendant à attirer les charges négatives vers l'intérieur de la matière, le solide se chargera négativement dans sa masse, bien que sa surface soit mise au potentiel nul.

Lorsque la phase d'irradiation est terminée, on peut donc dire que la cible est chargée négativement dans son volume, et dans un premier temps, la diffusion des charges négatives dans la matière fera diminuer le potentiel de la surface. Un électron secondaire émis dans le vide subira une répulsion lui communiquant une énergie élevée.

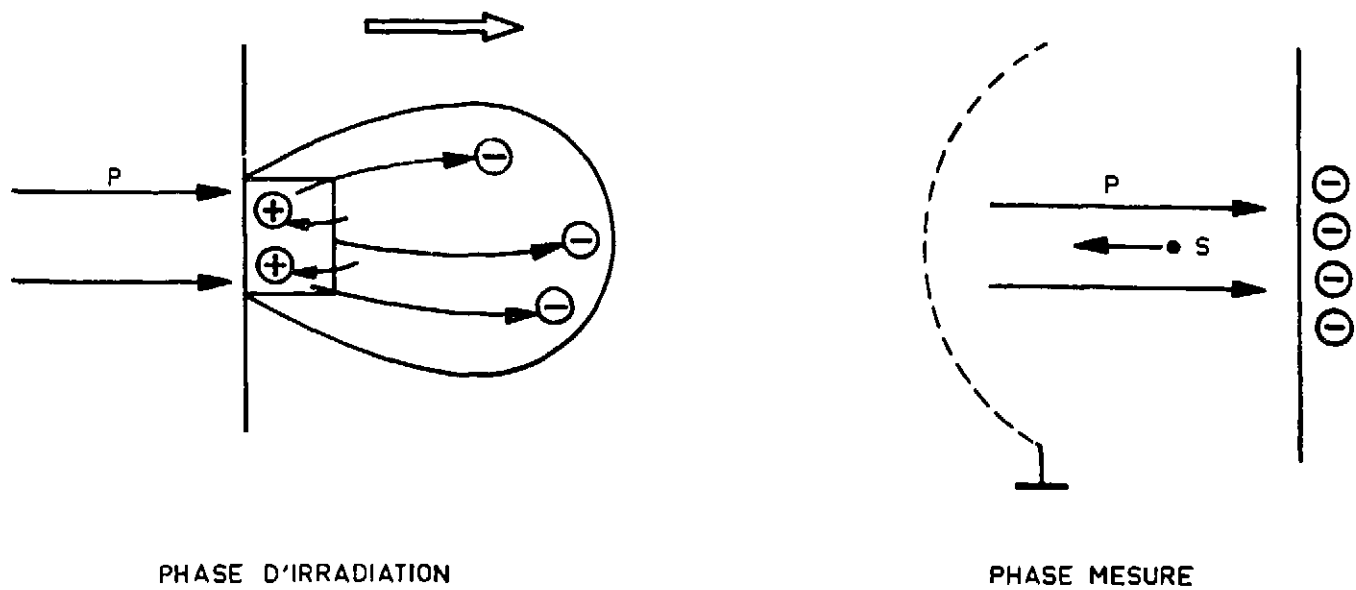


FIG. 97 - Influence d'une irradiation avec champ interne.

Pendant que ces charges se recombinent et s'écoulent, cette répulsion deviendra moins grande et le spectre mesuré tendra vers des valeurs stables.

Il est facile de comprendre que lorsque le champ est de polarité inverse l'isolant ne peut se charger négativement dans sa masse.

IV.2 - Temps de recouvrement

Les échantillons, nous l'avons précisé, mettent des temps très variables pour reprendre leur état de repos, quelques minutes pour SiO_2 , une dizaine de minutes pour le monocristal de BaTiO_3 , plusieurs heures pour la céramique frittée de BaTiO_3 , jusqu'à une semaine pour la céramique frittée de Pb (Zr-Ti) O_3 .

Ce phénomène de recombinaison des charges dépend donc du matériau. D'après T.M. PROCTOR [86], les électrons et les trous se recombinent à une vitesse proportionnelle à la conductibilité électrique et inversement proportionnelle à la constante diélectrique. C'est également ce qu'avancent F.Y. RIZZO, A.C. MULLER et M.S. ZUCKER [87].

Avec des constantes diélectriques très différentes ($\epsilon_r = 4,5$ pour SiO_2 et $\epsilon_r = 1800$ pour Pb (Zr-Ti) O_3), il est logique d'observer un temps de recouvrement plus long pour ce dernier matériau que pour le quartz. Il semble aussi probable que la structure ait une importance et que les charges se recombinent plus facilement dans un monocristal que dans une céramique frittée, si l'on compare les résultats obtenus sur BaTiO_3 .

Dans le cas de Pb (Zr-Ti) O_3 , les mesures effectuées sur un échantillon ayant subi de nombreux bombardements seront évidemment très différentes de celles qui correspondent au solide "reposé". Après un grand nombre d'irradiations, on peut penser que le Pb (Zr-Ti) O_3 est chargé négativement, et l'énergie des électrons mesurée est alors modifiée par cette charge.

VII - CONCLUSION

A partir de la théorie du spectre énergétique que nous avons développée dans le cas général, et qui est valable aussi bien pour un métal que pour un isolant, il n'est pas toujours possible de trouver une explication cohérente aux divers phénomènes observés.

A cause des charges d'espace qui peuvent subsister de manière plus ou moins localisée dans la masse d'un isolant, l'interprétation des résultats obtenus est parfois délicate.

Il semble toutefois qu'il soit possible de justifier la plus grande partie de nos résultats par des explications qualitatives, reposant elles-mêmes sur des principes généraux avancés par d'autres auteurs.

Compte tenu que dans le fonctionnement de la caméra à ultrasons, le faisceau d'électrons irradie en permanence la cible et qu'il se crée sous l'effet de la pression acoustique un champ interne, nous possédons actuellement les éléments expérimentaux et théoriques relatifs à la cible qui serviront au calcul du tube.

TROISIEME PARTIE

TRANSFORMATION DES IMAGES ACOUSTIQUES EN IMAGES LUMINEUSES - ETUDE THEORIQUE

CHAPITRE I

FORMATION DE L'IMAGE ACOUSTIQUE

I - INTRODUCTION

Les concepts intuitifs susceptibles de nous guider pour former une image acoustique dépendent de l'expérience que l'on possède de l'optique lumineuse. La lumière est une vibration électromagnétique et ne nécessite pas obligatoirement comme le son, un milieu matériel de propagation. La vitesse, la fréquence et la longueur d'onde constituent les paramètres de base caractérisant la propagation, et sont reliés par l'expression : $\lambda = \frac{c}{f}$

Pour l'énergie électromagnétique, $c = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}}$.

où μ est la perméabilité magnétique et ϵ la permittivité diélectrique du milieu. Une expression similaire donne la vitesse du son : $c = \frac{1}{\sqrt{\rho \chi}}$

où ρ désigne la densité et χ la compressibilité.

Pour la lumière, on parle le plus souvent d'indice de réfraction :

$$n = \frac{c_0}{c}$$

avec c_0 , la vitesse dans le vide. Aucune référence absolue de ce type n'existe pour le son et nous définirons plus bas un indice en prenant l'eau comme base.

La fréquence de propagation restant constante, la longueur d'onde variera d'un milieu à un autre. Pour la lumière, ceci est souvent ignoré et la longueur d'onde dans le vide est généralement citée à la place de la fréquence pour identifier la radiation.

Dans le cas d'une propagation acoustique, on doit tenir compte du milieu, car la longueur d'onde possède des valeurs très différentes, plus grandes dans les solides que dans les liquides, et plus faibles encore dans les gaz.

II - PRINCIPE GÉNÉRAUX SPÉCIFIQUES À LA PROPAGATION DES ULTRASONS

Il existe un parallèle certain entre la formation des images acoustiques et celle des images lumineuses. Cependant, plusieurs facteurs limitent l'application directe des principes optiques classiques pour déterminer les systèmes d'optique acoustique :

a) La longueur d'onde des vibrations est ici de l'ordre de grandeur du front d'onde, des dimensions des objets, et des distances de propagation. De ce point de vue, les ultrasons peuvent se rapprocher des ondes électromagnétiques guidées.

b) Les ultrasons se propagent sous des formes très diverses, ondes longitudinales, ondes transversales, ondes de RAYLEIGH, ondes de LAMB, etc... Lorsqu'une vibration acoustique passe d'un milieu dans un autre, un mode de propagation est capable d'engendrer n'importe quel autre type d'ondes. Cependant, dans les liquides et les gaz on peut considérer qu'il existe uniquement des ondes longitudinales.

c) De plus, la vibration produite par un émetteur d'ultrasons est cohérente et se rapproche plus d'une vibration lumineuse engendrée par un laser que d'une vibration classique. Les phénomènes d'interférences sont ici particulièrement importants et apportent un grand nombre de difficultés dans l'interprétation des images.

d) La transmission et la réflexion à une interface dépendent d'une caractéristique du milieu appelée "impédance d'onde". Pour l'énergie électromagnétique, on a :

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \mu c$$

En acoustique :

$$Z = \sqrt{\frac{\rho}{\chi}} = \rho c$$

et pour l'incidence normale, le coefficient de réflexion R entre intensité acoustique incidente et réfléchie est donné par :

$$R = \frac{J_r}{J_i} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right)^2 \quad (90)$$

où Z_1 est l'impédance caractéristique du premier milieu, Z_2 celle du second. Le coefficient de transmission s'écrit :

$$T = \frac{4 Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad (91)$$

La comparaison entre lumière et ultrasons peut être faite à partir des graphiques des figures 98 a. et 98 b.

A l'aide de ces valeurs, on prendra le matériau le plus approprié pour l'application spécifique choisie, réflecteur, miroir, lentille...

e) L'énergie qui se propage peut également être exprimée par une densité de puissance ou d'intensité.

Dans le cas de l'énergie électromagnétique, la densité de puissance J est exprimée par :

$$J = \frac{E^2}{Z} = H^2 Z \text{ en Watt/m}^2$$

$$\text{En acoustique elle s'écrit : } J = \frac{p^2}{Z} = u^2 Z \text{ en Watt/m}^2$$

Dans ce dernier cas, il existe une limite à la densité de puissance émissible par un émetteur à cause des phénomènes de cavitation. Lorsque le milieu de propagation est de l'eau, elle est située aux environs de $J = 1 \text{ Watt/cm}^2$.

Les valeurs élevées que peuvent prendre les coefficients de réflexion limitent également la densité de puissance disponible à la sortie de l'objet pour former l'image acoustique.

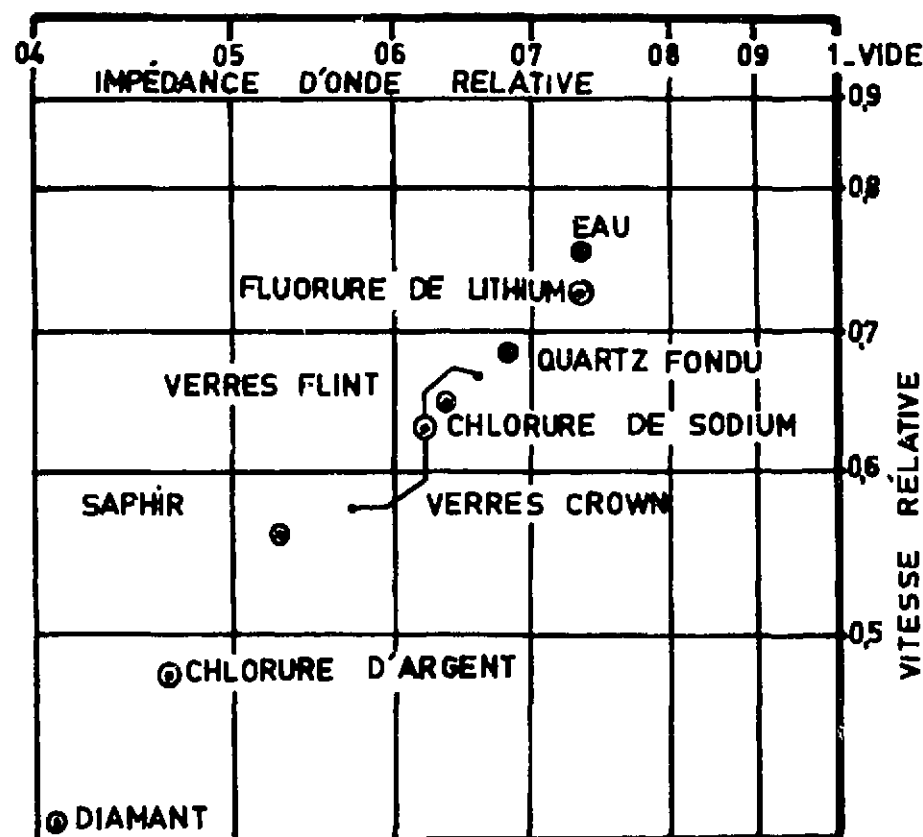


FIG. 98 a _ VITESSE DE LA LUMIÈRE/ IMPÉDANCE D'ONDE RELATIVE POUR $\lambda \approx 0.5$

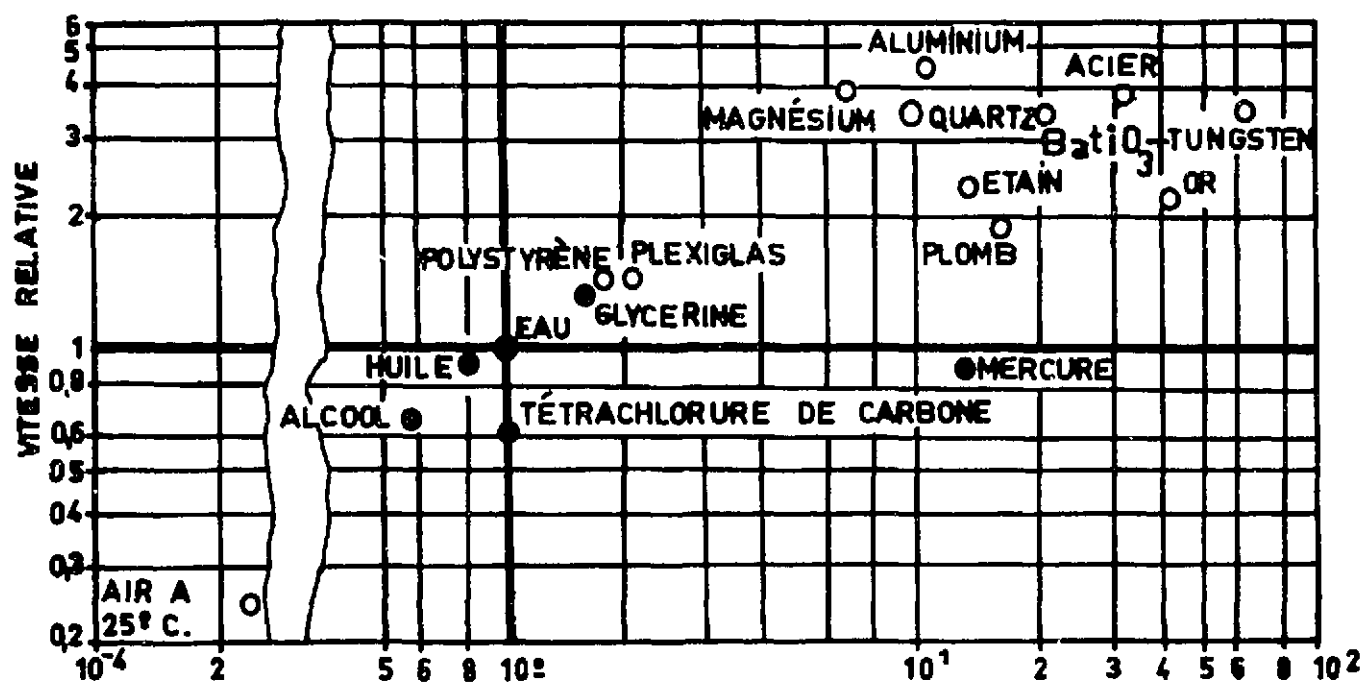


FIG. 98 b _ IMPÉDANCE D'ONDE RELATIVE

FIG. 98 - Vitesse relative et impédance d'onde en optique et en acoustique.

III - DEFINITION DES IMAGES ACOUSTIQUES

III.1 - Image acoustique dans le milieu de propagation

Plusieurs facteurs affectent l'image acoustique finale située dans le plan P de la face avant de la caméra. Il est tout d'abord nécessaire que l'objet subisse une "illumination" acoustique uniforme, et qu'ensuite les systèmes optiques interposés entre lui et la caméra n'apportent pas de perturbations.

III.1.1 - Difficultés d'obtenir une illumination uniforme de l'objet

Nous avons entrepris une étude de la répartition énergétique à l'intérieur des faisceaux d'ultrasons [88] [89] [90]. Il est en effet nécessaire de connaître parfaitement la répartition de la pression à l'intérieur d'une onde plane se propageant à partir du transducteur. La condition idéale consisterait à obtenir une onde plane présentant une répartition uniforme de pression au niveau de l'objet de façon à ce que les perturbations apportées par la traversée de l'onde dans l'objet soient vraiment significatives de celui-ci.

Théoriquement, si l'on fait l'hypothèse que l'émetteur d'ultrasons vibre de façon uniforme sur toute sa surface, ceci peut se réaliser de deux manières :

- a) - en plaçant le transducteur en contact avec l'objet.
- b) - en plaçant le transducteur à une grande distance de celui-ci.

Le champ acoustique d'un émetteur présente en effet deux zones que l'on a l'habitude d'appeler "champ proche" (ou "zone de FRESNEL") et "champ éloigné". Dans la première, les variations de pression sont très importantes d'un point à un autre, dans la seconde, elles sont moins marquées.

En plaçant l'objet à examiner dans le champ éloigné, le front d'onde arrivant au niveau de l'objet est assez uniforme. La longueur L du champ proche résulte des phénomènes de diffraction et dépend des dimensions de l'émetteur ainsi que de la longueur d'onde de propagation :

$$L \simeq \frac{D^2}{4\lambda}$$

D : diamètre de l'émetteur

λ : longueur d'onde.

L'abaque de la figure 99 donne cette valeur pour divers diamètres de transducteurs.

Pour un émetteur circulaire de centre O, la pression P dans le champ éloigné, en un point M de l'espace, peut s'exprimer par la formule ci-dessous :

$$P = \frac{P_o}{z} \cdot \frac{2 J_1 (kD \sin \gamma_o)}{(kD \sin \gamma_o)} \quad (92)$$

P_o : pression à l'abscisse $z = 0$

z : distance de l'émetteur au point M

J_1 : fonction de Bessel d'ordre 1

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$: nombre d'onde

γ_o : $(\vec{Oz}, \vec{OM})$

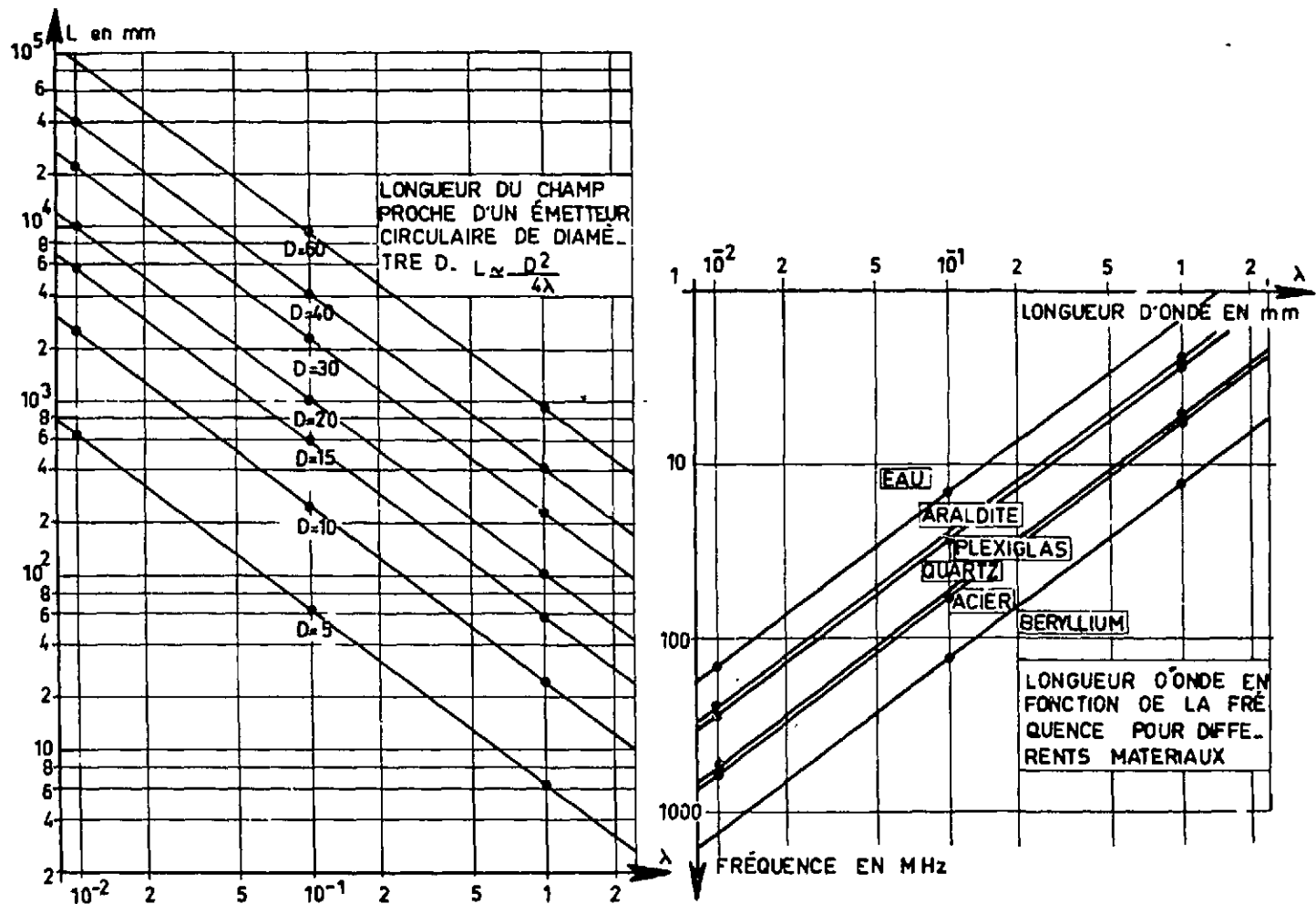


FIG. 99 - Longueur d'onde et longueur du champ proche d'un émetteur d'ultrasons circulaire.

Pour obtenir une zone présentant une illumination uniforme à 12 % près dans un cercle de diamètre $\varnothing$, situé à une distance z de l'émetteur, on doit avoir :

$$(kD \sin \gamma_0) \leq 1 \quad (93) \quad \text{soit } J_1 \geq 0,44$$

Après calcul, avec l'approximation $\sin \gamma_0 \approx \tan \gamma_0$ (car γ_0 est petit), il vient : $\frac{\pi D \varnothing}{\lambda} = 1$.

L'abaque de la figure 100 donne $\varnothing$: dans le cas d'un émetteur de diamètre $D = 20$ mm, vibrant à 4 MHz, et rayonnant dans de l'eau, on remarque qu'il faut se placer à environ 3,50 mètres de l'émetteur pour obtenir une zone de diamètre 20 mm.

Aux fréquences plus élevées, il faudrait se placer encore beaucoup plus loin : pour un émetteur de même dimension vibrant à 10 MHz, c'est à 8,50 mètres qu'il convient de disposer l'objet.

On conçoit qu'en pratique ceci peut poser de graves problèmes technologiques.

III.1.2 - Systèmes acoustiques - lentilles - miroirs

L'image d'un point rayonnant dans le plan image, sera une tache diffuse. Plusieurs effets, que l'on peut grouper pour plus de commodités en trois sections, doivent être considérés pour l'expliquer :

a) Diffraction - Ses effets sont en première approximation uniquement dépendants de la longueur d'onde et de l'ouverture du système optique.

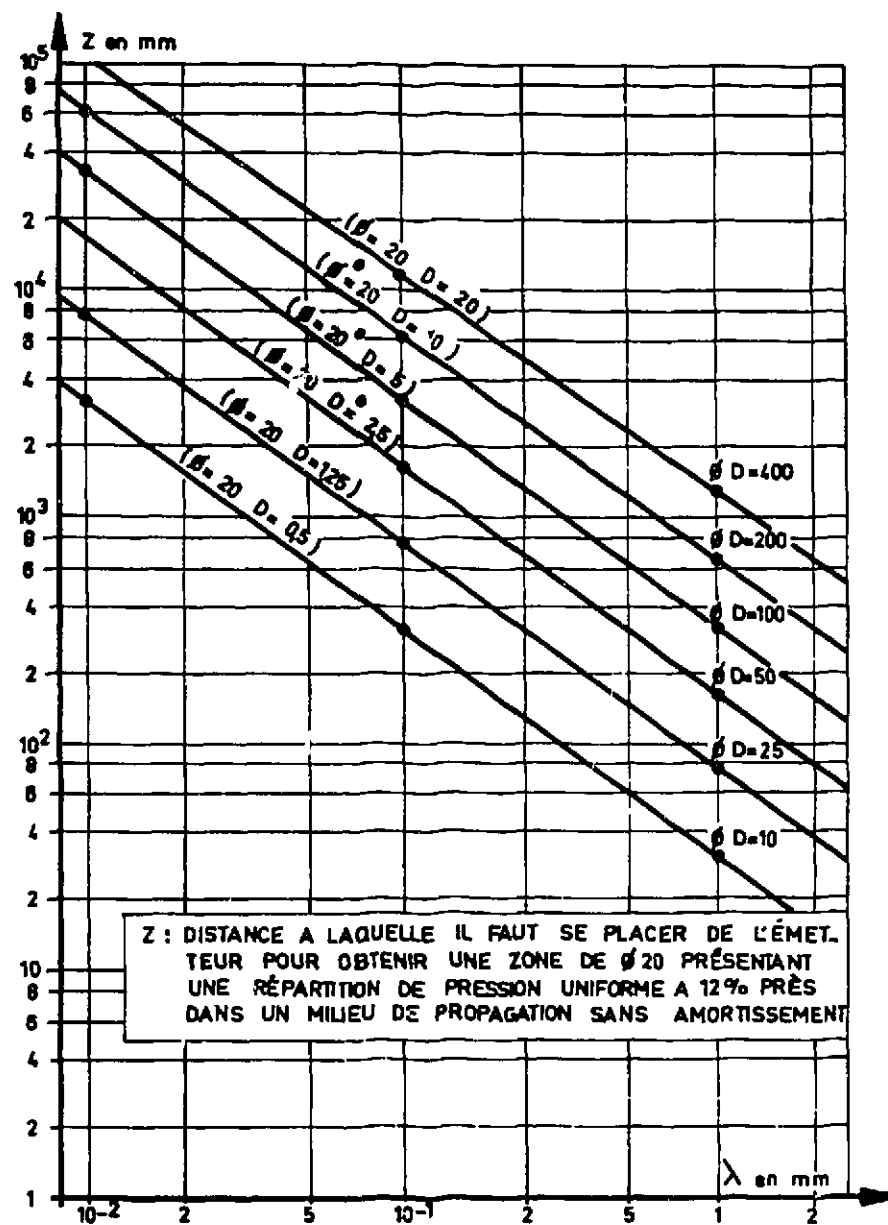


FIG. 100 - Obtention d'une illumination uniforme de l'objet.

- b) Aberrations ayant leur équivalent en optique - Aberrations sphériques, coma, astigmatisme ... Les aberrations chromatiques n'existent pas en général car les matériaux acoustiques courants ne sont pas dispersifs, et dans le principe de la caméra décrite, le rayonnement ultrasonore est sinusoïdal.
- c) Aberrations particulières aux lentilles acoustiques - Très peu de travaux ont été entrepris sur le sujet. On peut citer néanmoins ceux de TARNOCZY [91]. On remarquera toutefois que l'onde longitudinale émise par l'émetteur donne naissance, suivant les principes énoncés plus haut, à deux systèmes d'ondes dans le solide (si la lentille est un matériau solide), des ondes longitudinales et des ondes transversales ne se propageant pas à la même vitesse, ceci produisant deux systèmes d'images.
- Lentilles acoustiques. Le matériau constituant la lentille devra avoir une impédance acoustique aussi voisine que possible de celle du milieu liquide de propagation de manière à réduire les pertes d'énergie dans la transmission de l'onde. Par contre, la vitesse du son doit être différente. Si le milieu de propagation choisi est de l'eau, on voit d'après les valeurs indiquées (figure 98 b) que l'on peut prendre comme matériau constituant la lentille un milieu d'indice supérieur ou inférieur à l'unité, alors que pour les lentilles optiques, l'indice est toujours supérieur à l'unité.

Une lentille convexe sera donc soit convergente, soit divergente suivant les cas, de même pour une lentille concave. Dans le cas où le milieu de propagation est de l'eau, le meilleur matériau pour réaliser des lentilles est le tétrachlorure de carbone.

- Miroirs acoustiques. On peut également envisager d'utiliser un miroir acoustique concave pour former l'image. Les pertes d'énergie et les aberrations sont ainsi diminuées.

L'inconvénient d'un tel système optique réside dans le fait que l'image réelle d'un objet est formée dans l'espace objet du miroir. Il semble toutefois que des miroirs acoustiques aient été utilisés en U.R.S.S. [92].

III.2 - Définition de l'image acoustique - choix de la fréquence de travail

Les détails résolubles de l'image acoustique sont limités par la longueur d'onde des ultrasons utilisés. Avec l'eau comme milieu de propagation, la longueur d'onde varie entre $\lambda = 1,5$ mm à 1 MHz, à 0,15 mm pour 10 MHz (on pourra comparer ces valeurs à celles des vibrations lumineuses $\lambda \approx 0,5 \mu$). Pour obtenir cet ordre de grandeur avec des ultrasons, c'est-à-dire une définition semblable à celle du rayonnement lumineux, il serait nécessaire de travailler à des fréquences voisines de 3000 MHz. Signalons que l'on sait à l'heure actuelle produire des vibrations acoustiques de telles fréquences [93].

Le principal inconvénient qui limite la fréquence de travail est l'amortissement très élevé qui accompagne un accroissement de la fréquence. En effet, l'intensité acoustique peut s'exprimer par :

$$I(x) = I_0 e^{-2 a z} \quad (94)$$

$$\text{avec } 2 a = \frac{4 \pi^2 f^2}{c_R^2 \rho_R} \left[\frac{4}{3} \eta_0 + \frac{K-1}{C_p} k \right] \quad (95)$$

η_0 : coefficient de viscosité

f : fréquence

c_R : vitesse du son du milieu

ρ_R : densité

K : rapport des chaleurs spécifiques

C_p : chaleur spécifique à pression constante

k : conductibilité thermique

On voit que a augmente comme le carré de la fréquence. Travailler à 3000 MHz au lieu de 3 MHz (fréquence moyenne de nos essais) impose donc de multiplier la sensibilité du tube par 10^6 . La fréquence de travail optimum résultera donc d'un compromis entre définition et sensibilité.

Pour illustrer l'augmentation de la définition avec la fréquence, la figure 101 donne la répartition de l'intensité acoustique après diffraction par le bord d'un écran.

En tenant compte de la diffraction, le bord des objets sera constitué par un système de franges dont la dimension et l'intensité iront en s'atténuant. Ces franges seront d'autant moins visibles, puisque plus fines et plus resserrées, que la fréquence sera élevée.

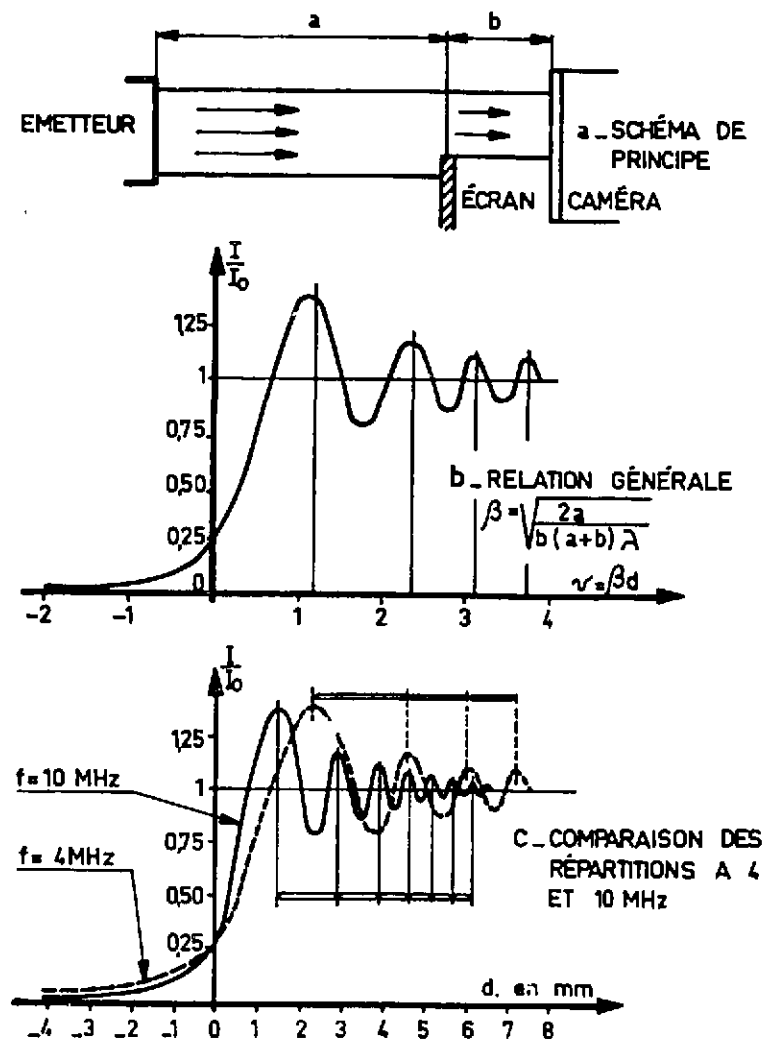


FIG. 101 - Répartition de l'intensité acoustique après diffraction par le bord d'un écran.

III.3 - Transduction de l'image acoustique en relief de potentiel

Les considérations que nous venons de développer ne déterminent pas exactement la limite de résolution du système. Il faut en effet faire également intervenir le rôle de la plaque piézoélectrique transductrice transformant l'image acoustique en "image électrique".

On doit attribuer à SOKOLOV l'énoncé du principe fondamental qui permet de mettre en oeuvre une caméra à ultrasons : si une surface étendue d'un matériau piézoélectrique reçoit localement de l'énergie acoustique, le potentiel apparaît en ce point particulier plutôt que sur toute la surface du matériau.

Une analyse expérimentale exhaustive de ce phénomène a été conduite par HARTWIG [94]. Quelques vérifications ont été effectuées par SMYTH [27], par PROHKOROV [17] et nous avons nous-mêmes entrepris quelques mesures qui ont confirmé les résultats publiés.

Comme la vitesse du son est plus grande dans les matériaux piézoélectriques que dans les liquides de couplage, la longueur d'onde qu'il faudra de préférence considérer pour le calcul de la définition sera celle du matériau transducteur.

D'une manière générale, le calcul et l'expérience montrent que le détail le plus petit correspond à un volume élémentaire de la pastille piézoélectrique dont la profondeur et le diamètre sont tous deux égaux à son

épaisseur. Comme la pastille doit supporter la pression atmosphérique, il ne sera pas possible avec un dispositif tel que celui qui est décrit figure 1, de travailler avec des épaisseurs trop faibles, c'est-à-dire aussi, à des fréquences trop élevées.

Pour éviter cet inconvénient, on pourrait penser qu'il suffit de prendre un élément sensible plus épais et de l'utiliser sur un harmonique. Dans ce cas, l'image acoustique située dans le plan P (face externe de la pastille) présentera des détails qui seront 3, 5, 7... fois plus petits suivant que l'on travaille sur l'harmonique 3, 5 ou 7...

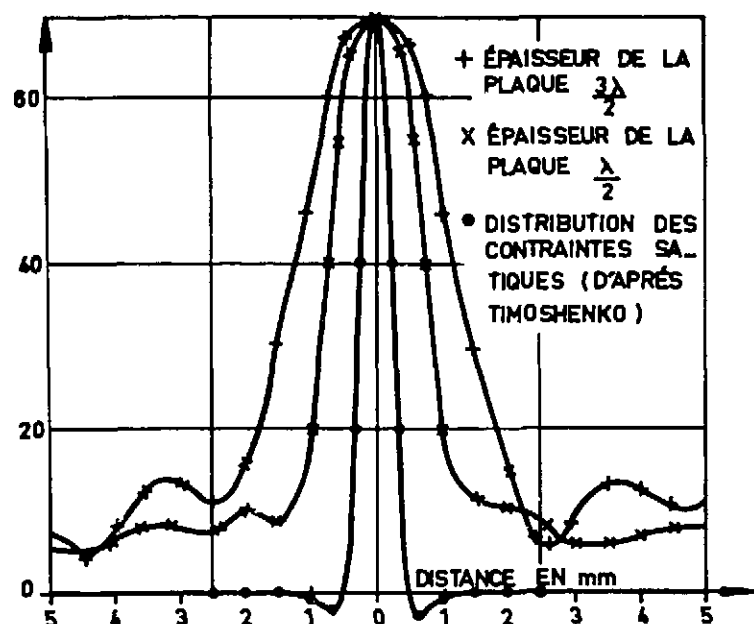


FIG. 102 - Répartition de potentiel sur la face interne de l'élément piézoélectrique recevant sur sa face externe un faisceau d'ultrasons de 4 MHz et de 1 mm de diamètre sous une incidence normale. (d'après SMYTH).

Mais à cette répartition de pression apparaissant sur la face externe de l'élément sensible ne correspond pas à une répartition de potentiel sur sa face interne aussi fine, comme le montre la figure 102, qui représente la distribution de tension apparaissant sur la face interne d'une pastille piézoélectrique de fréquence propre 4 MHz recevant localement un faisceau d'ultrasons de diamètre 1 mm normalement à sa surface. Un autre facteur à considérer est l'angle limite d'incidence du faisceau d'ultrasons sur la face sensible de la caméra que l'on peut tolérer. Si l'incidence est trop importante, la création d'ondes transversales dans le matériau piézoélectrique conduit à une perte de résolution. L'expérience montre que l'angle limite est situé autour de 10° .

IV - CONCLUSION

Il sera donc possible de mettre en oeuvre des systèmes optiques acoustiques en tenant compte des résultats de l'optique lumineuse et de phénomènes particuliers à la propagation acoustique.

La définition des images que l'on pourra visualiser augmentera avec la fréquence, mais l'utilisation des fréquences élevées est limitée par le fort coefficient d'atténuation qu'il faut attribuer dans ce cas aux ondes ultrasonores. Un compromis devra être fait entre sensibilité et définition.

CHAPITRE II

CALCUL DE LA TRANSCONDUCTANCE DE LA CAMERA

I - INTRODUCTION

Pour étudier le fonctionnement d'une caméra à ultrasons, il est nécessaire de déterminer la variation de potentiel constituant le signal vidéo, apparaissant aux bornes de l'impédance de charge du tube, en fonction de la variation de pression introduite par les ultrasons sur la face sensible.

Ceci revient à calculer le rapport entre une variation du courant collecté et une variation de potentiel apparaissant par effet piézoélectrique sur la face interne de la cible. Par définition, nous appelons ce rapport la transconductance du tube.

Cette donnée dépend de nombreux paramètres. Nous étudions ici sa variation en fonction des grandeurs physiques directement mesurables, à savoir essentiellement le courant du faisceau d'analyse, le coefficient d'émission secondaire de la cible et la géométrie de l'ensemble.

II - CALCUL DE LA TRANSCONDUCTANCE EN NEGLIGEANT LA CHARGE D'ESPACE

Le calcul de la charge de surface d'une cible isolante soumise à l'impact d'un faisceau d'électrons montre qu'à l'équilibre, le courant I_{coll} reçu par l'électrode collectrice s'exprime par :

$$I_{coll} = \delta I_p \frac{\int_{V_p - V_c}^{\infty} f(v) dv}{\int_0^{\infty} f(v) dv} = \delta I_p (1 - a) \quad (96)$$

Le point de fonctionnement sur la caractéristique $I_{coll} = f(V_p - V_c)$ est déterminé par la condition d'équilibre des cibles isolantes :

$$a = \frac{\delta - 1}{\delta} \quad (97)$$

Pour étudier l'allure de cette caractéristique, il est nécessaire de se fixer une fonction représentant le spectre énergétique des secondaires.

Avec les quatre fonctions que nous avons choisies en $[1, 1]$ susceptibles de représenter la réalité, le coefficient $(1 - a)$ traduit la caractéristique du tube au coefficient δI_p près ; et en appelant V'_p la différence de potentiel à l'équilibre entre la cible et le collecteur, il vient :

$$I_{coll I} = \delta I_p \cdot \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi}{2} \frac{V'_p}{V_{max}} \right) \quad (98)$$

$$I_{coll II} = \delta I_p \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{V'_p}{V_{max}}} \quad (99)$$

$$I_{coll III} = \delta I_p \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2} \Gamma(3/4)} \int_0^{\frac{V'_p}{V_{max}}} x^{1/2} e^{-\frac{x^2}{4}} dx \right) \quad (100)$$

$$I_{coll IV} = \delta I_p \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[- \left(\frac{V'_p}{2 V_{max}} \right)^{1/2} e^{-\left(\frac{V'_p}{2 V_{max}} \right)^2} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{V'_p}{2 V_{max}} \right)^{1/2} \right] \right) \quad (101)$$

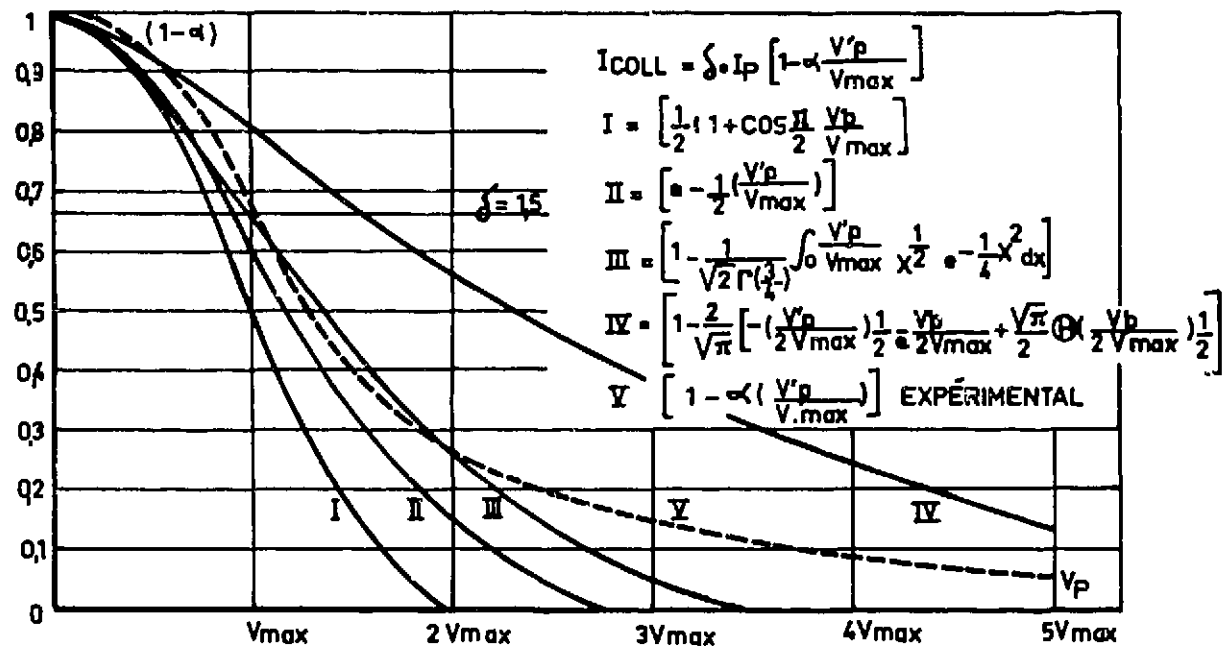


FIG. 103 - Caractéristiques calculées de la caméra.

Ces caractéristiques résultant du calcul, ainsi que celle qui peut être déduite des mesures sont représentées figure 103.

Le point de fonctionnement est déterminé par la condition (97).

Avec les deux premières fonctions, il vient :

$$\text{fonction I : } \frac{V'_p}{V_{max}} = \frac{2}{\pi} \cdot \arccos \frac{2 - \delta}{\delta} \quad (102)$$

$$\text{fonction II : } \frac{V'_p}{V_{max}} = \sqrt{2} \sqrt{\log \delta} \quad (103)$$

Pour les fonctions III et IV, il n'est pas possible de trouver des expressions simples de $\frac{V_p}{V_{\max}}$ en fonction de δ .

En se limitant à des variations de tensions faibles apparaissant par effet piézoélectrique sur la face interne de la cible, la caractéristique est pratiquement linéaire autour du point de fonctionnement. D'après les courbes de la figure 103, remarquons également que la linéarité est bonne autour de $\delta = 1,5$ mais qu'elle diminue si δ augmente ou si δ devient trop proche de l'unité.

De même que l'on définit la transconductance d'une triode, la transconductance S_i de la caméra s'écrit :

$$S_i = \frac{\partial I_{\text{coll}}}{\partial V_p} = \frac{\partial}{\partial V_p} [\delta I_p (1 - a)] \quad (104)$$

$$S_i = \frac{\partial \delta}{\partial V_p} I_p (1 - a) + \delta I_p \frac{\partial}{\partial V_p} (1 - a) \quad (105)$$

$$S_i = \frac{\partial \delta}{\partial V_p} I_p (1 - a) - \delta I_p \frac{\partial a}{\partial V_p} \quad (106)$$

On suppose que le coefficient d'émission secondaire, ainsi que la répartition énergétique des électrons émis ne sont pas influencés par l'effet piézoélectrique (ce qui n'est valable qu'en première approximation, compte tenu de l'étude de l'émission secondaire des cibles que nous avons exposée plus haut, puisque l'émission secondaire est affectée par le champ interne existant à l'intérieur de l'isolant).

Si ΔV_p n'est pas trop important, on pourra alors négliger cette influence. Au maximum, ΔV_p sera de l'ordre du volt alors que dans les mesures d'émission secondaire, les tensions appliquées ont été beaucoup plus importantes.

$$\text{On peut alors écrire : } S_i = - \delta I_p \frac{\partial a}{\partial V_p} = S_o I_p \quad (107)$$

D'où :

$$S_i = \delta I_p \cdot \frac{\partial}{\partial V_p} \frac{\int_0^{V_p - V_c} f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv} \quad (108)$$

$$\text{Soit : } S_i = - f(V_p - V_c) \quad (109)$$

La transconductance de la caméra est définie au signe près par la fonction représentant le spectre énergétique des secondaires.

A partir des expressions (102) et (103), il est possible de relier directement la transconductance au coefficient d'émission secondaire. On obtient après calcul :

$$S_{iI} = \left[- \frac{\pi}{4 v_{\max}} \sin \left(\arccos \frac{2 - \delta}{\delta} \right) \right] \cdot \delta I_p \quad (110)$$

$$S_{iII} = - \frac{\sqrt{2}}{v_{\max}} \cdot \sqrt{\text{Log } \delta} \cdot I_p \quad (111)$$

Pour les fonctions III et IV, ainsi que pour la courbe moyenne déduite des résultats expérimentaux, il est possible de déterminer graphiquement les rapports $\frac{S_i}{I_p}$ III et $\frac{S_i}{I_p}$ IV et leur variation avec δ .

Ces valeurs sont représentées figure 104 en fonction du coefficient d'émission secondaire. En se basant sur la courbe expérimentale moyenne (figure 8), la transconductance de la caméra augmente jusqu'à $\delta = 1,8$, puis diminue.

La plupart des matériaux piézoélectriques que nous avons étudiés possèdent un coefficient δ voisin de 1,3 - 1,4 autour de $V_p = 800$ Volts - 1000 Volts. D'après les caractéristiques que nous avons tracées, on peut remarquer que dans ce cas, la réponse du tube est linéaire pour de faibles signaux et que d'autre part, la transconductance présente également une valeur assez élevée. Il n'est donc pas utile d'augmenter artificiellement le coef-

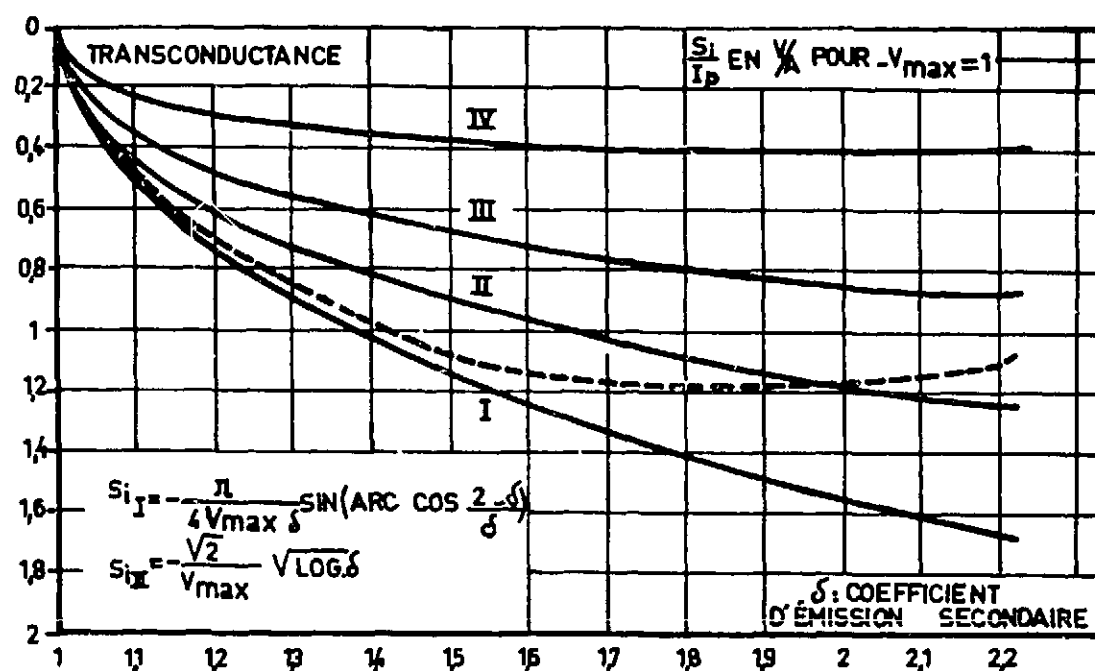


FIG. 104 - Transconductance en fonction du coefficient d'émission secondaire.

ficient d'émission secondaire des cibles piézoélectriques comme cela a été tenté en déposant une fine couche de MgO sur leur face interne. Bien que le courant secondaire émis par la cible soit plus important, la transconductance du tube a plutôt tendance à diminuer lorsque δ est plus élevé.

Pour calculer S_i on pourra choisir la formule (111) qui approxime assez bien la réalité.

Application numérique : en prenant $I_p = 10^{-6}$ A, $\delta = 1,5$, $V_{max} = 10$ Volts, on trouve $S_i = - 0,44 \cdot 10^{-6}$ ou A/V.

Soit : $S_o = - 0,44$ A/V. Des mesures expérimentales conduites par BERGER [8] donnent $S_o = - 0,60$ A/V.

III - CALCUL DE LA TRANSCONDUCTANCE DE LA CAMERA EN TENANT COMPTE DE LA CHARGE D'ESPACE

III.1 - Enoncé du problème

Nous avons vu précédemment (cf. infra I, II) que lorsque le courant d'analyse est élevé, la répartition de potentiel entre la cible isolante et l'électrode collectrice n'est plus linéaire, car il faut alors tenir compte de la charge d'espace.

Certains auteurs [18] [21] ont été amenés à construire des caméras fonctionnant avec des courants de faisceau élevés. D'autre part, nous avons signalé que la charge d'espace est d'autant plus importante que la distance séparant la cible du collecteur est grande. Lors de l'utilisation d'un multiplicateur d'électrons dont nous discuterons l'intérêt plus loin, il n'est pas toujours possible, pour des raisons d'encombrement, de le placer au voisinage de la cible. Dans ce cas, même avec des courants faibles, la charge d'espace modifie la caractéristique du tube.

Quand il existe une charge d'espace, la différence de potentiel entre cible et collecteur peut différer de celle qui résulte du calcul de l'équilibre de l'ensemble sous l'impact d'un faisceau d'électrons. Il peut se créer une anode virtuelle entre la cible et la collectrice, correspondant à un potentiel v_m tel que :

$$\alpha = \frac{\int_0^{(v_p - v_m)} f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv} = \frac{\delta - 1}{\delta}$$

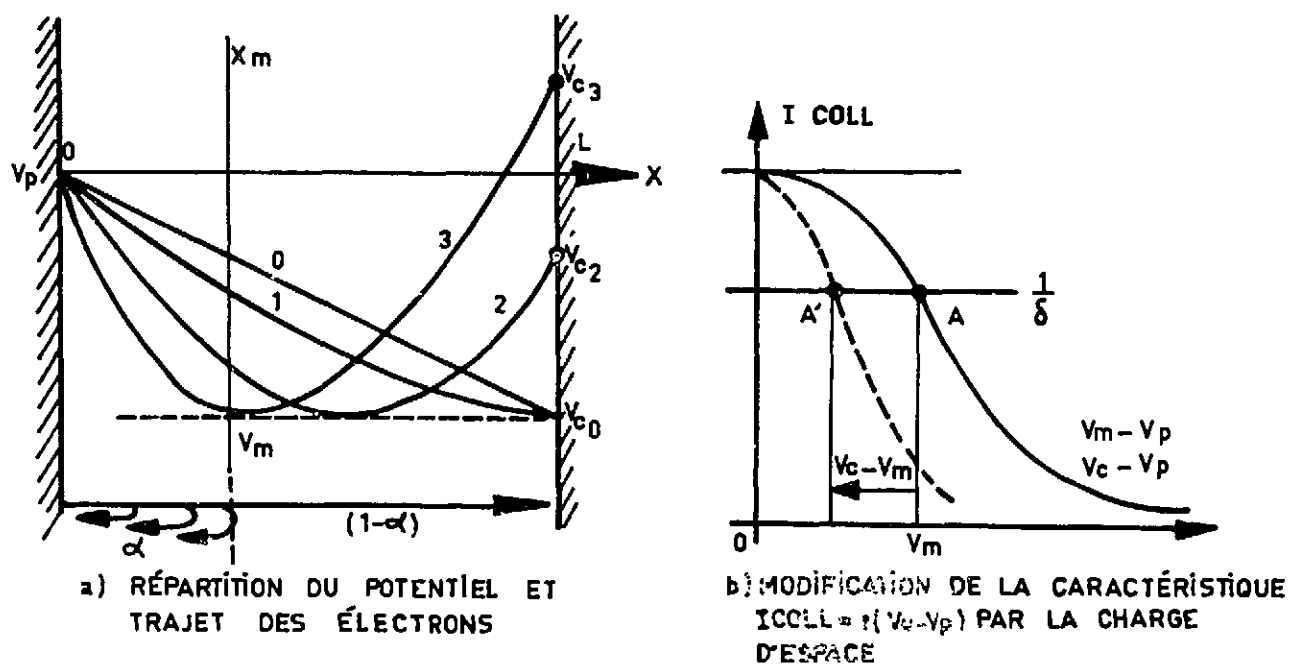


FIG. 105 - Modification de la caractéristique du tube par la charge d'espace.

La partie a du spectre énergétique correspond à des trajets des électrons se limitant à l'abscisse x_m , alors que dans le cas où la charge d'espace n'introduit pas d'anode virtuelle, les électrons les plus rapides de cette partie a viennent tangenter l'électrode collectrice avant de repartir vers la cible.

Tant que le minimum de la fonction représentant la variation de potentiel entre la cible et l'anode correspond à une valeur x_m plus grande que la distance L les séparant, la charge d'espace ne modifie pas la caractéristique de la caméra. Par contre lorsqu'il existe un minimum de la fonction potentielle compris entre la cible et la collectrice, il convient de déterminer les modifications à apporter à la caractéristique initiale calculée sans charge d'espace.

Nous avons effectué ce calcul [95] pour deux cas distincts : en considérant d'abord que tous les secondaires émis possèdent une vitesse nulle, puis que leur distribution de vitesses est du type MAXWELL-BOLTZMANN.

III.2 - Calcul de la nouvelle caractéristique $I_{\text{Coll}} = f(V_p - V_c)$ lorsqu'il existe une charge d'espace créée par des secondaires possédant tous une vitesse initiale nulle

D'après les résultats que nous avons donnés en [I, chap. II], on peut déterminer :

$$|V_c - v_m| = \left[K_o^{3/4} L - v_m^{3/4} \right]^{4/3} \quad (112)$$

avec $K_o = 3^{4/3} \left(\frac{\delta J_p}{4 \epsilon_o} \right)^{2/3} \left(\frac{2e}{m} \right)^{-1/3}$

En prenant $L = 20 \text{ mm}$, $v_{\text{max}} = 8 \text{ Volts}$, des densités de courant de 1 A/m^2 , $0,5 \text{ A/m}^2$, $0,3 \text{ A/m}^2$ et $0,1 \text{ A/m}^2$, on peut tracer les courbes représentées sur la figure 106.

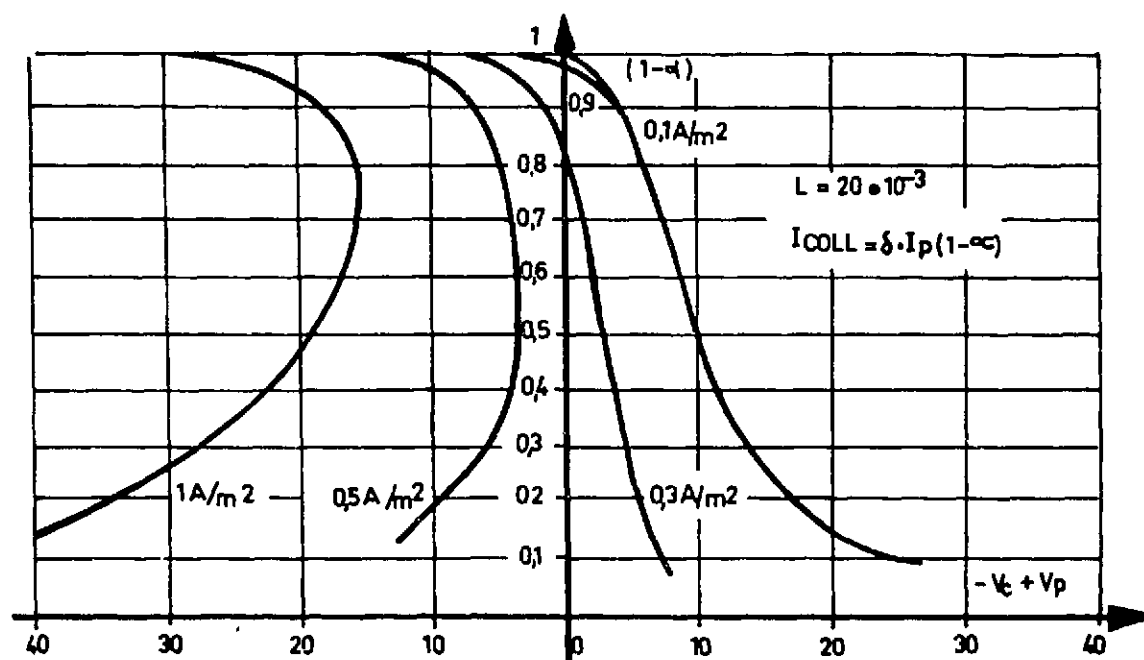


FIG. 106 - Nouvelles caractéristiques en supposant que les secondaires possèdent tous une vitesse initiale nulle.

III.3 - Calcul de la nouvelle caractéristique $I_{\text{Coll}} = f(V_p - V_c)$ lorsqu'il existe une charge d'espace créée par des secondaires possédant une distribution de vitesses initiales maxwellienne

A partir des résultats de l'étude mathématique dont nous avons donné quelques éléments (I, chap. II), il est également possible de calculer $V_c - v_m$ lorsque la distribution des vitesses est maxwellienne [95].

Les nouvelles caractéristiques sont représentées figure 107 pour plusieurs valeurs de densité de courant 5 A/m^2 , 2 A/m^2 , 1 A/m^2 , $0,5 \text{ A/m}^2$, avec $L = 20 \text{ mm}$ et $v_{\text{max}} = 8 \text{ Volts}$.

On remarque que la transconductance diminue pour des points de fonctionnement correspondant à des δ proches de l'unité. La caractéristique peut même s'inverser lorsque L est élevé, ou si J_p est important.

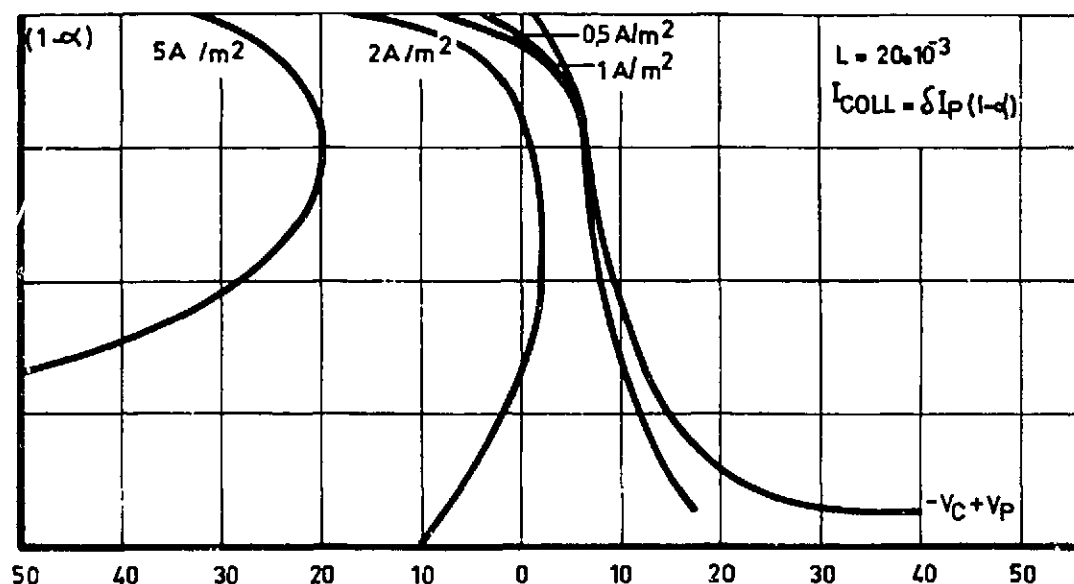


FIG. 107 - Nouvelles caractéristiques avec charge d'espace en supposant que les secondaires possèdent une distribution de vitesses maxwellienne.

En comparant les figures 106 et 107 donnant les nouvelles caractéristiques et la figure 15 représentant les répartitions de vitesses des secondaires ainsi que la répartition suivant la loi de MAXWELL-BOLTZMANN, on peut voir que le problème réel se situe entre ces deux cas extrêmes. Pour des densités de courant inférieures à $0,1 \text{ A/m}^2$, (avec $L = 20 \text{ mm}$) il n'existe pas d'influence de la charge d'espace sur la caractéristique du tube. Lorsque la densité de courant devient supérieure à 1 A/m^2 , la caractéristique peut présenter une inversion de courbure.

Si la distance séparant la cible du collecteur est supérieure à $L = 20 \text{ mm}$, les mêmes phénomènes se produisent pour des densités de courant plus faibles. On remarquera que dans les équations conduisant à la détermination de la charge d'espace, L joue le même rôle que $J_p^{1/2}$, aussi bien dans le calcul simplifié que dans celui où nous avons choisi une répartition des vitesses suivant la loi de MAXWELL-BOLTZMANN.

Sur la figure 108, on a porté les valeurs de densité de courant à partir desquelles la charge d'espace modifie la caractéristique de la caméra, en fonction de la distance L .

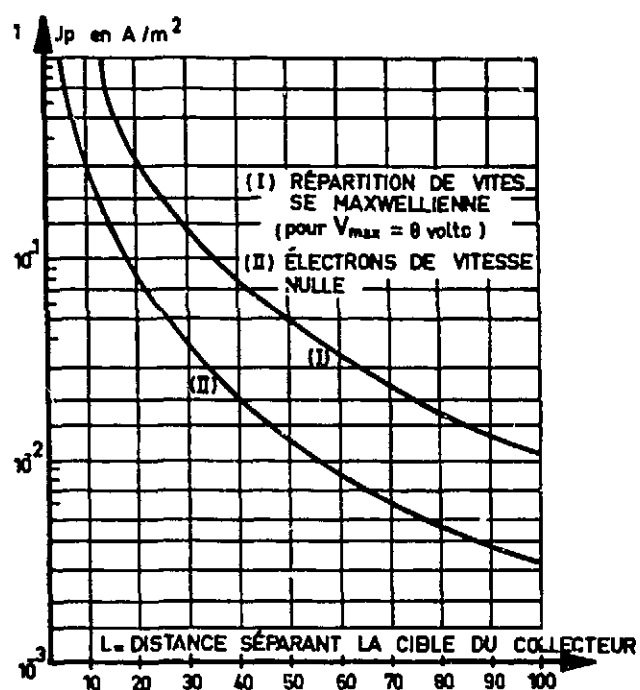


FIG. 108 - Densité de courant critique au-dessus de laquelle la charge d'espace modifie la caractéristique de la caméra à ultrasons.

IV - CONCLUSION

Dans le cas où le courant du faisceau d'analyse est faible, le calcul de la transconductance de la caméra à ultrasons peut s'effectuer avec certaines approximations. On constate qu'elle augmente linéairement avec I_p , qu'elle croît grossièrement comme $\sqrt{\text{Log } \delta}$, et qu'elle est inversement proportionnelle à v_{max} .

Lorsque l'on utilise un courant d'analyse plus élevé, la charge d'espace modifie la caractéristique du tube, et peut apporter suivant les points de fonctionnement (c'est-à-dire aussi, suivant la valeur à attribuer au coefficient δ de la cible) une augmentation ou une diminution de la transconductance. En général, elle conduit à des caractéristiques moins linéaires qui, dans certains cas, amènent des distorsions importantes du signal vidéo.

CHAPITRE III

CALCUL DU GAIN DU TUBE ET DETERMINATION D'UN SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT A LA CAMERA

I - INTRODUCTION

L'étude expérimentale d'un dispositif de visualisation d'image acoustique par caméra à ultrasons montre que la réalisation et la mise en oeuvre d'un tel appareillage est assez complexe.

L'analyse théorique que nous développons ici a pour but de préciser l'influence des divers paramètres. Plusieurs auteurs [3] [18] [27] ont déjà effectué quelques études théoriques partielles, mais bien souvent certaines omissions ou inexactitudes conduisent à des résultats qui ne sont pas toujours satisfaisants.

II - EXPRESSION GENERALE DU GAIN DU TUBE

Pour simplifier le calcul, on supposera que le faisceau d'électrons d'analyse effectue un balayage très lent de la surface sensible et qu'il peut être considéré comme fixe sur l'élément piézoélectrique soumis à son impact. Le potentiel apparaissant sur la face interne évolue sous l'effet de la pression acoustique alternative reçue.

Appelons C_p la capacité de l'élément piézoélectrique soumis à l'impact du faisceau d'électrons et R_p la résistance parallèle de rayonnement qui lui est associée. C_p et R_p sont déterminés par l'épaisseur du matériau piézoélectrique (c'est-à-dire aussi par la fréquence de travail), le diamètre du faisceau d'électrons et par la constante diélectrique du matériau utilisé [96].

Lorsque la pastille piézoélectrique reçoit une onde acoustique, l'équilibre autour du point de fonctionnement est altéré à cette fréquence, et on obtient un courant alternatif dans le circuit du collecteur lorsque celui-ci est relié à la terre par une impédance Z_s .

En considérant, tout d'abord, qu'il n'existe aucun effet d'écran à l'intérieur du tube, la tension développée aux bornes de cette impédance contribuerait à effectuer une contre-réaction de tension $V_c = - Z_s I_{coll}$.

En fait, dans un tube réel, la répartition du potentiel dans l'espace cible-collecteur est également dépendante du potentiel des autres électrodes situées autour du système (support de la pastille, enveloppe de l'enceinte à vide, etc...). Seule une partie H de cette tension aura une action de contre-réaction sur le courant secondaire. Si de plus K est un facteur inférieur à 1, tenant compte du fait qu'une partie du courant secondaire est absorbée par les autres électrodes du dispositif, le courant alternatif provenant de la cible s'écrit :

$$i_s = |S_i| (V_p - H \cdot K \cdot i_s Z_s) \quad (114).$$

Le courant reçu par l'électrode collectrice est :

$$I_{\text{coll}} = K i_s$$

et la tension développée aux bornes de Z_s :

$$V_s = K i_s Z_s = \frac{K Z_s |S_i| V_p}{1 + H K Z_s S_i} \quad (115)$$

En posant $\rho_i = \frac{1}{|S_i|}$, il vient :

$$V_s = \frac{H K Z_s}{\rho_i + H K Z_s} \cdot \frac{V_p}{H} \quad (116)$$

D'après cette expression, le schéma équivalent du tube est similaire à celui d'une triode, de résistance interne ρ_i , débitant sur une impédance $H K Z_s$, le signal appliqué sur la grille étant égal à $\frac{V_p}{H}$.

Le gain du tube correspondant aux fluctuations des secondaires captés s'écrit :

$$G_1 = \frac{V_s}{V_p} = \frac{1}{H} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\rho_i}{H K Z_s}} \quad (117)$$

L'action du faisceau d'électrons sur l'élément piézoélectrique ne se résume pas à la création d'un courant secondaire. On peut également le considérer comme un conducteur reliant par l'intermédiaire de la charge Z_s les deux faces de l'élément piézoélectrique. Nous avons calculé le schéma équivalent d'une pastille piézoélectrique d'épaisseur égale à $\frac{\lambda}{2}$ [96]. A la réception il est traduit figure 109.

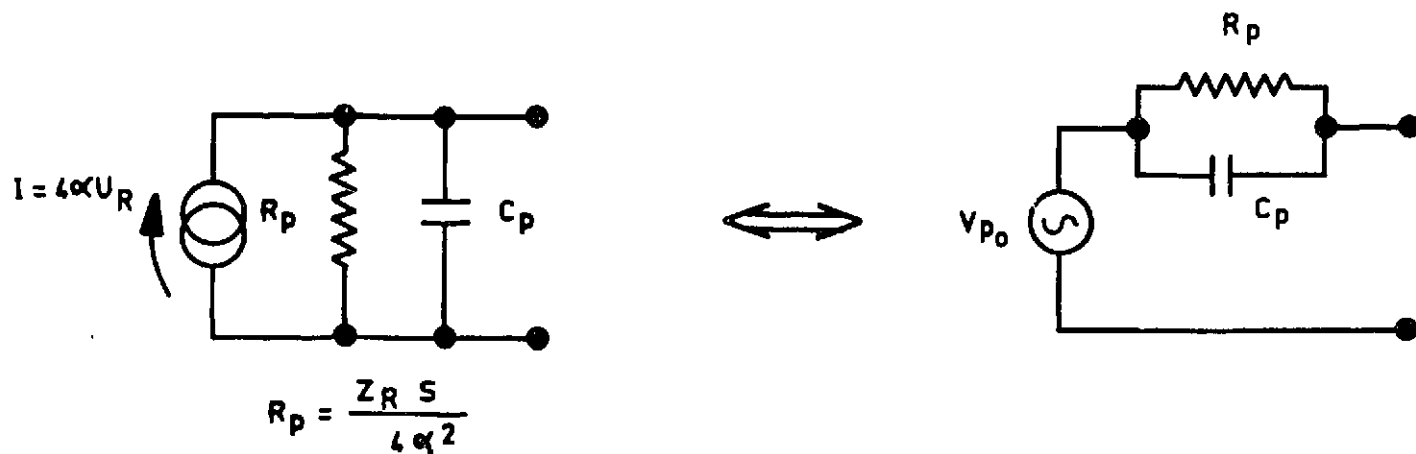


FIG. 109 - Schémas électriques équivalents d'un récepteur piezoélectrique demi-onde.

On peut considérer l'élément piézoélectrique comme un générateur de courant débitant sur une capacité C_p et une résistance R_p en parallèle. Si l'élément piézoélectrique n'est pas relié à une charge d'impédance convenable, la tension piézoélectrique développée pourra être très faible. On peut alors définir le gain d'adaptation :

$$G_2 = \frac{V_p}{V_{p_o}}$$

avec V_{p_o} : tension apparaissant à vide aux bornes de l'élément piézoélectrique

$$G_2 = \frac{\rho_i + HK Z_s}{\rho_i + HK Z_s + Z_p} \quad (118)$$

Le gain total du tube devient alors :

$$G = G_1 G_2 = \frac{V_s}{V_{p_o}} = \frac{1}{H} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\rho_i}{HK Z_s} + \frac{Z_p}{HK Z_s}} \quad (119)$$

D'autre part, la tension à vide V_{p_o} développée aux bornes d'un élément piézoélectrique soumis à une pression alternative P_o peut s'écrire [96] :

$$\frac{V_{p_o}}{P_o} = a \frac{k_c^2 + j \frac{\pi}{4} \frac{Z_R}{Z_t}}{k_c^2} \quad (120)$$

$$\text{avec } a = e_{33} \frac{S}{l} \quad (121)$$

e_{33} : constante piézoélectrique

S : surface de l'élément piézoélectrique

l : épaisseur

k_c : coefficient de couplage électromécanique

Z_R : impédance acoustique spécifique du milieu de propagation

Z_t : impédance acoustique spécifique du matériau piézoélectrique

Et on obtient l'expression générale reliant la tension de sortie V_s (en Volts) à la pression acoustique P_o (en Newtons/m²) :

$$\frac{V_s}{P_o} \simeq \frac{a}{H} \frac{k_c^2 + j \frac{\pi}{4} \frac{Z_R}{Z_t}}{k_c^2} \frac{1}{1 + \frac{\rho_i}{HK Z_s} + \frac{R_p}{(1 + j R_p C_p \omega) HK Z_s}} \quad (122)$$

Le schéma équivalent de la caméra, traduisant cette formule est représenté figure 110.

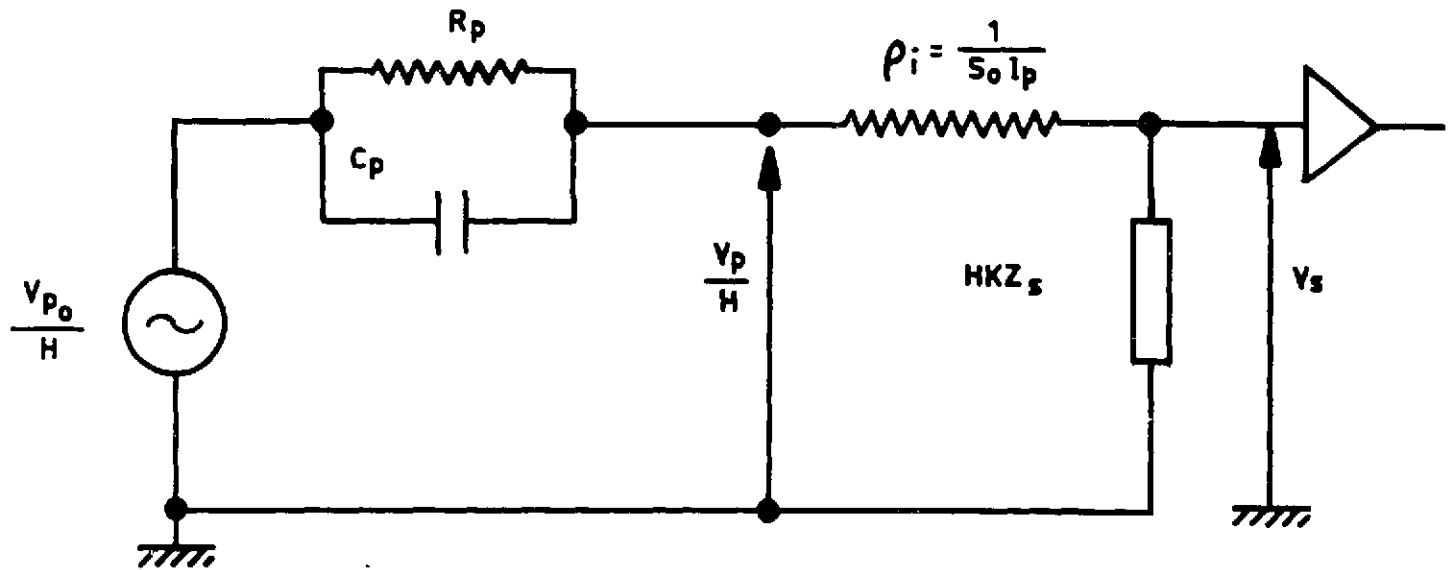


FIG. 110 - Schéma équivalent de la caméra à ultrasons.

Pour la plupart des matériaux piézoélectriques, il est difficile d'effectuer certaines approximations. Dans le cas du quartz, on a en général $R_p \gg \frac{1}{C_p \omega}$ si le milieu de propagation des ondes ne possède pas une impédance acoustique trop faible [96], et on pourra écrire :

$$\frac{V_s}{P_o} \approx \frac{\alpha}{H} \left(\frac{k_c^2 + i \frac{\pi}{4} \frac{Z_R}{Z_t}}{k_c^2} \right) \frac{1}{1 + \frac{\rho_i}{HKZ_s} + \frac{1}{i \omega C_p KHZ_s}} \quad (123)$$

Aux fréquences de travail supérieures à 1 MHz, il est nécessaire de tenir compte des capacités parasites, et il ne sera pas possible de considérer des charges uniquement résistives R_s .

On peut donc envisager d'utiliser deux types de charge :

- une résistance shuntée par diverses capacités parasites
- un circuit résonnant accordé à la fréquence d'émission des ondes acoustiques.

III - ETUDE DU GAIN EN FONCTION DE LA CHARGE Z_s

III.1 - Charge résistive shuntée par des capacités parasites

Les capacités parasites C_s sont dues à la capacité du collecteur et surtout à la capacité d'entrée de l'amplificateur (dans cette dernière, on peut également inclure celle des câbles de liaison).

Dans les meilleurs cas, C_s sera au moins de l'ordre de 30 pF, et la réactance de la charge sera en général (pour f supérieur à 1 MHz) beaucoup plus faible que la résistance R_s :

$$\frac{1}{\omega C_s} \ll R_s$$

On peut alors considérer que la caméra débite sur une charge capacitive. L'expression (119) donnant le gain du tube devient alors :

$$\frac{V_s}{V_{p_o}} = \frac{1}{H} \frac{1}{\sqrt{\left[1 + \frac{R_p^2 C_p \omega^2 C_s}{(1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2) HK}\right]^2 + \frac{\omega^2}{H^2 K^2} \left[\frac{R_p C_s}{1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2} + \rho_i C_s\right]^2}} \quad (124)$$

III.2 - Charge résonnante

Supposons que le circuit résonnant soit constitué d'une capacité C_s en parallèle sur une inductance présentant une résistance série R_s .

Le coefficient de qualité du circuit est défini par :

$$Q = \frac{f}{\Delta f} = R'_s C_s \omega$$

où R'_s est la résistance parallèle équivalente.

Δf bande passante à 3 dB.

$$\text{Si } Q \gg 1, \quad \text{on a } R'_s \approx Q^2 R_s$$

Par rapport au cas précédent, où la charge peut être considérée comme capacitive, et égale à $\frac{1}{C \omega}$, la charge constituée par un circuit résonnant est Q fois plus grande. L'expression du gain électronique devient :

$$\frac{V_s}{V_{p_o}} = \frac{1}{H} \frac{1}{\sqrt{\left[\frac{R_p^2 C_p \omega^2 C_s}{(1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2) HKQ}\right]^2 + \frac{\omega^2}{H^2 K^2 Q^2} \left[\frac{R_p C_s}{1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2} + \rho_i C_s\right]^2}} \quad (125)$$

Le gain du tube sera dans ce cas plus élevé que lorsque la charge est capacitive. Ce résultat ne signifie pas nécessairement que ce type de charge est toujours préférable : en effet, si la tension développée est plus importante, le bruit produit par un tel circuit l'est également, comme nous le verrons plus loin (chapitre IV).

IV - CALCUL DE LA BANDE PASSANTE NECESSAIRE A LA TRANSMISSION DU SIGNAL VIDEO

Pour mettre en évidence tous les détails de l'image acoustique, il est nécessaire que le faisceau d'électrons d'analyse soit suffisamment fin.

Dans une caméra utilisant un système optique de distance focale F et de diamètre D , le caractère ondulatoire du rayonnement ultrasonore limite la dimension minimum du point image au disque d'AIRY, dont le rayon est donné par :

$$r_o = \frac{1,22 \lambda F}{D} \quad (126)$$

En appelant $O = \frac{D}{F}$ l'ouverture de l'optique acoustique, il vient :

$$r_o = \frac{1,22 c_R}{O f} \quad (127)$$

c_R : célérité du son dans le milieu de propagation.

La capacité de l'élément piézoélectrique soumis à l'impact du faisceau d'analyse est :

$$C_p = \frac{\epsilon S}{\ell} = \frac{2 \epsilon S f}{c_t} \quad (128)$$

c_t : célérité du son dans le matériau piézoélectrique.

Pour ne pas limiter la définition de l'image par le faisceau d'analyse, nous posons que la surface S doit être inférieure ou au maximum égale à $\frac{\pi r_o^2}{4}$. La capacité C_p de l'élément soumis à l'analyse devient alors :

$$C_p \simeq \frac{3 \pi}{4} \frac{\epsilon_o \epsilon_r}{O_f^2} \frac{c_R^2}{c_t} \quad (129)$$

Si on appelle m le nombre d'images formées par seconde et n le nombre de lignes constituant l'image, la bande passante nécessaire à la transmission du signal vidéo est :

$$\Delta f = \frac{m n^2}{2}$$

Si la surface balayée est un carré de côté a, $n = \frac{2 a}{r_o}$.

$$\text{D'où : } \Delta f = \frac{4}{3} \frac{m O_f^2 f^2 a^2}{c_R} \quad (130)$$

La bande passante dépend donc à la fois des paramètres acoustiques et électroniques. Elle devra être d'autant plus large que la fréquence de travail est élevée.

V - CONCLUSION

Ces calculs permettent de déterminer l'influence des divers paramètres intervenant dans la construction d'une caméra à ultrasons. D'après (119) on remarque que le signal de sortie dépend à la fois de la transconductance, de la charge de tube, et de l'impédance électrique équivalente de la cible. Dans le cas du quartz, Z_p est grand et il sera difficile d'améliorer les performances de l'installation en essayant d'augmenter la transconductance Si. Pour un matériau ferroélectrique comme le titanate de baryum, Z_p est faible et on pourra alors agir sur le gain global de l'ensemble en modifiant soit la charge Z_s , soit la transconductance.

CHAPITRE IV

CALCUL DE LA SENSIBILITE DU TUBE PRESSION MINIMUM DETECTABLE

I - INTRODUCTION

Les calculs précédents ont montré que le signal vidéo est plus important lorsque la charge appliquée est résonnante. Pour connaître le seuil de sensibilité du tube ou la pression minimum détectable, il est nécessaire d'évaluer le rapport signal sur bruit. Ce dernier ne sera pas toujours le plus faible dans le cas où l'on utilise un circuit résonnant ; c'est ce que nous allons analyser ici.

II - TENSION DE BRUIT DANS LE CAS D'UNE CHARGE CAPACITE

La tension de bruit calculée aux bornes de l'impédance de sortie Z_s a plusieurs origines.

II.1 - Bruit provenant des fluctuations du courant secondaire

Elles sont données par : $I_{\text{bruit}}^2 = 2 e I_p \delta^2 \Delta f$ (131)

Autour du point de fonctionnement, δ apparent est égal à 1. Donc,

$$I_{\text{bruit}} = \sqrt{2 e I_p \Delta f}$$

La tension de bruit engendrée par le faisceau est :

$$V_{b1} = I_{\text{bruit}} \frac{1}{\omega C_s} = \sqrt{\frac{e}{2 \pi^2}} \frac{1}{f C_s} \sqrt{I_p \Delta f} \quad (132)$$

II.2 - La tension de bruit engendrée par l'impédance d'entrée de l'amplificateur

$$V_{b2} = \sqrt{4 kT R_b \Delta f} \quad \text{avec} \quad R_b = \frac{R_s}{1 + R_s^2 C_s^2 \omega^2} \quad (133)$$

II.3 - Tension de bruit engendrée par la résistance de rayonnement de l'élément piézoélectrique soumis à l'impact du faisceau

$$V_{b3} = \frac{V_{\text{bruit}}}{R_p} = \sqrt{4 kT R_p \Delta f} \quad (134)$$

La tension de bruit provenant de cette source, ramenée à l'entrée de l'amplificateur, se calcule à partir du schéma équivalent que nous avons développé précédemment. Après calculs il vient :

$$V_{b3}^2 = \frac{4 kT H^2 K^2 R_p \Delta f}{\omega^2 C_s^2 \left(\frac{1}{S_o I_p} + R_p + R_p C_p \frac{HK}{C_s} \right)^2 + \left(\frac{R_p C_p \omega}{S_o I_p} - \frac{HK}{\omega C_s} \right)^2} \quad (135)$$

II.4 - La tension de bruit totale s'écrit

$$V_{\text{bruit}} = \sqrt{V_{b1}^2 + V_{b2}^2 + V_{b3}^2}$$

soit :

$$V_{\text{bruit}} = \sqrt{\frac{e}{e\pi^2}} \frac{\sqrt{\Delta f}}{f C_s} \sqrt{I_p + \frac{8\pi^2 kT}{e} (R_b f^2 C_s^2 + \frac{H^2 K^2 R_p}{\left(\frac{1}{S_o I_p} + R_p + \frac{R_p C_p HK}{C_s} \right)^2 + \left(\frac{2\pi R_p C_p f}{S_o I_p} - \frac{HK}{2\pi f C_s} \right)^2}} \quad (136)$$

Deux causes de bruit, celle due à la résistance de rayonnement de l'élément piezoélectrique et celle due au courant de faisceau, sont dépendantes de I_p . Quelques applications numériques montrent que V_{b3} est toujours très faible devant V_{b1} et V_{b2} . En négligeant V_{b3} la tension de bruit s'écrit :

$$V_{\text{bruit}} = \sqrt{\frac{e}{2\pi^2}} \frac{1}{f C_s} \sqrt{\left(I_p + \frac{8\pi^2 kT}{e} R_b f^2 C_s^2 \right) \Delta f} \quad (137)$$

III - TENSION DE BRUIT DANS LE CAS D'UNE CHARGE RESONNANTE

III.1 - Tension de bruit engendrée par la résistance équivalente du circuit résonnant

$$V'_{b1} = V_{\text{bruit}} = \sqrt{\frac{4 kT R'_s \Delta f}{R'_s}}$$

avec $R'_s = \frac{Q}{\omega C_s} = \frac{1}{4\pi C_s \Delta f}$

$$V'_{b1} = \sqrt{\frac{kT}{\pi C_s}} \quad (138)$$

III.2 - La tension de bruit provenant des fluctuations du courant secondaire

$$V'_{b2} = V_{\text{bruit}} = I_{\text{bruit}} R'_s = \frac{\sqrt{2e}}{4\pi C_s} \sqrt{\frac{I_p}{\Delta f}} \quad (139)$$

III.3 - La tension de bruit produite par l'impédance d'entrée de l'amplificateur

$$V'_{b3} = \sqrt{4 kT R_b \Delta f} \quad (140)$$

III.4 - La tension de bruit totale s'écrit en définitive

$$V_{\text{bruit charge résonnante}} = \sqrt{\frac{kT}{\pi C_s} + \frac{e}{8\pi^2 C_s^2} \frac{I_p}{\Delta f} + 4 kT R_b \Delta f} \quad (141)$$

IV - TENSION MINIMUM DETECTABLE PAR LA CAMERA

En se fixant le rapport $\left| \frac{V_s}{V_{\text{bruit}}} \right| = 1$ comme minimum utilisable pour distinguer une image du bruit de fond, on peut calculer la tension correspondante, apparaissant par effet piézoélectrique, détectable par la caméra.

IV.1 - Cas d'une charge capacitive

A partir des expressions (137) et (124), il vient :

$$V_{P_o \text{ mini ch. capacitive}} = H \sqrt{\frac{e}{2 \pi^2}} \cdot \frac{1}{f C_s} \sqrt{(I_p + \frac{8 \pi^2 kT}{e} R_b f^2 C_s^2) \Delta f} \left\{ \left[1 + \frac{R_p^2 C_p \omega^2 C_s}{(1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2) HK} \right]^2 + \frac{\omega^2 C_s^2}{H^2 K^2} \left[\frac{R_p}{1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2} + \frac{1}{S_o I_p} \right]^2 \right\} \quad (142)$$

Cette expression peut s'écrire sous la forme :

$$V_{P_o \text{ mini ch. capacitive}} = \eta (I_p + \gamma) [\psi^2 + \Omega^2 (1 + \frac{\beta}{I_p})^2] \quad (143)$$

avec

$$\begin{aligned} \eta &= H \sqrt{\frac{e}{2 \pi^2}} \cdot \frac{1}{f C_s} \sqrt{\Delta f} \\ \gamma &= \frac{8 \pi^2 kT}{e} R_b f^2 C_s^2 \\ \psi &= \left[1 + \frac{R_p^2 C_p \omega^2 C_s}{(1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2) HK} \right] \\ \Omega &= \frac{\omega C_s}{HK} \frac{R_p}{1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2} \\ \beta &= \frac{1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2}{S_o R_p} \end{aligned} \quad (144)$$

L'analyse de l'expression (143) montre qu'il existe une valeur optimum du courant de faisceau pour laquelle la sensibilité de la caméra est maximale [97] .

$$\begin{aligned} a) \quad & \text{si } \left(\frac{\Omega^2 \beta^2 + 2 \gamma \Omega^2 \beta}{\psi^2 + \Omega^2} \right)^3 < \left(\frac{\gamma \Omega^2 \beta^2}{\psi^2 + \Omega^2} \right)^2 \\ I_{P_{\text{optimum}}} &= 2 \Omega \sqrt{\frac{\beta^2 + 2 \gamma \beta}{3 (\psi^2 + \Omega^2)}} \cdot \frac{1}{\sin 2 \varphi} \end{aligned} \quad (145)$$

$$\text{avec } \operatorname{tg} \varphi = \sqrt[3]{\operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} \text{ et } \sin \theta = -\Omega \left(\frac{\beta^2 + 2\gamma\beta}{3\gamma\beta^2} \right) \sqrt{\frac{\beta^2 + 2\gamma\beta}{3(\psi^2 + \Omega^2)}}$$

$$\text{b) si } \left(\frac{\Omega^2 \beta^2 + 2\gamma\Omega^2\beta}{\psi^2 + \Omega^2} \right)^3 > \left(\frac{\gamma\Omega^2\beta^2}{\psi^2 + \Omega^2} \right)^2$$

$$I_{p \text{ optimum}} = 2\Omega \sqrt{\frac{\beta^2 + 2\gamma\beta}{3(\psi^2 + \Omega^2)}} \cos \frac{\varphi}{3} \quad (146)$$

$$\text{avec } \cos \varphi = \frac{3\gamma\beta^2}{\Omega(\beta^2 + 2\gamma\beta)} \sqrt{\frac{3(\psi^2 + \Omega^2)}{\beta^2 + 2\gamma\beta}}$$

IV.2 - Cas d'une charge résonnante

De même :

$$V_{p_o \text{ mini}}^{\text{ch. résonnante}} = H \sqrt{\frac{kT}{\pi C_s} + \frac{e}{8\pi^2 C_s^2} \frac{I_p}{\Delta f} + 4kT R_b \Delta f}$$

$$\sqrt{\left[1 + \frac{R_p^2 C_p \omega^2 C_s}{(1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2) HKQ} \right]^2 + \frac{\omega^2}{Q^2 H^2 K^2} \left[\frac{R_p C_s}{1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2} + \rho_i C_s \right]^2} \quad (147)$$

qui peut se mettre sous la forme

$$V_{p_o \text{ mini}}^{\text{ch. résonnante}} = \eta_r \sqrt{(1 + \gamma_r) \left[\psi_r^2 + \Omega_r^2 \left(1 + \frac{\beta_r}{I_p} \right)^2 \right]} \quad (148)$$

$$\text{avec } \eta_r = H \sqrt{\frac{e}{8\pi^2}} \frac{1}{C_s} \frac{1}{\sqrt{\Delta f}}$$

$$\gamma_r = \frac{8\pi kT \Delta f C_s}{e} (1 + 4\pi C_s R_b \Delta f)$$

$$\psi_r = 1 + \frac{4\pi^2 R_p^2 C_p C_s f^2}{(1 + R_p^2 C_p^2 \cdot 4\pi^2 f^2) HKQ} \quad (149)$$

$$\Omega_r = \frac{2\pi f C_s}{HKQ} \frac{R_p}{1 + R_p^2 C_p^2 \cdot 4\pi^2 f^2}$$

$$\beta_r = 1 + \frac{4\pi^2 R_p^2 C_p^2 f^2}{R_{p_o}}$$

Ici également il est possible de trouver une valeur de I_p optimum. On remarquera la similitude des expressions (143) et (148). Il suffira de remplacer dans (144) et (149) les valeurs de η , γ ... par les valeurs de η_r , γ_r ... correspondantes.

V - COMPARAISON ENTRE LES DEUX TYPES DE CHARGE

Les applications numériques que l'on peut effectuer en utilisant les formules (142) et (147) montrent qu'il est possible de négliger 1 devant $\frac{R_p^2 C_p \omega^2 C_s}{(1 + R_p^2 C_p^2 \omega^2) H K}$.

Après simplifications de (142) et (147), on remarque alors que l'utilisation d'un circuit résonnant, comme charge de la caméra, sera plus favorable que celle d'une charge capacitive si la condition

$$\frac{V_{\text{bruit}}}{\text{charge résonnante}} \leq Q \frac{V_{\text{bruit}}}{\text{charge capacitive}} \quad \text{est satisfaite.} \quad (150)$$

Soit :

$$\sqrt{\frac{kT}{\pi C_s} + \frac{e}{8\pi^2 C_s^2} \left(\frac{I_p}{\Delta f} + 4kT R_b \Delta f \right)} \leq \frac{Q}{f C_s} \sqrt{\frac{e}{2\pi^2} \left(I_p + \frac{8\pi^2 kT}{e} R_b f^2 C_s^2 \right) \Delta f} \quad (151)$$

Après calculs cette inégalité peut s'écrire :

$$f \leq \sqrt{\frac{3}{16} \frac{c_R^2}{m O^2 a^2} \left(\frac{3 c_R^2}{4 m O^2 a^2} - \frac{1}{\pi C_s R_b} \right)} \quad (152)$$

Si les paramètres de la caméra sont choisis de telle manière que

$$\frac{3}{4} \frac{c_R^2}{m O^2 a^2} < \frac{1}{\pi C_s R_b} \quad (153)$$

il n'existe plus de fréquence limitant la zone d'utilisation des deux circuits. Dans ce cas, la charge capacitive sera toujours préférable.

En étudiant le rapport $X = \frac{\text{signal/bruit (charge capacitive)}}{\text{signal/bruit (charge résonnante)}}$ en fonction de la capacité C_s , on peut

tracer les courbes de la figure 111. La valeur de la capacité limite C_{s1} au-dessus de laquelle il est préférable d'utiliser un circuit accordé est donnée par :

$$C_{s1} \approx \frac{1}{\sqrt{2 \pi R_b f}} \quad (154)$$

Applications numériques de l'inégalité (152)

Si $O = 1$, $m = 50$ images/s, $a = 3,68$ cm, $c_R = 1500$ m/s, et si l'on choisit $C_s = 30$ pF, $R_b = 1$ k Ω , la fréquence limitant l'emploi d'un circuit résonnant est $f \approx 22$ MHz.

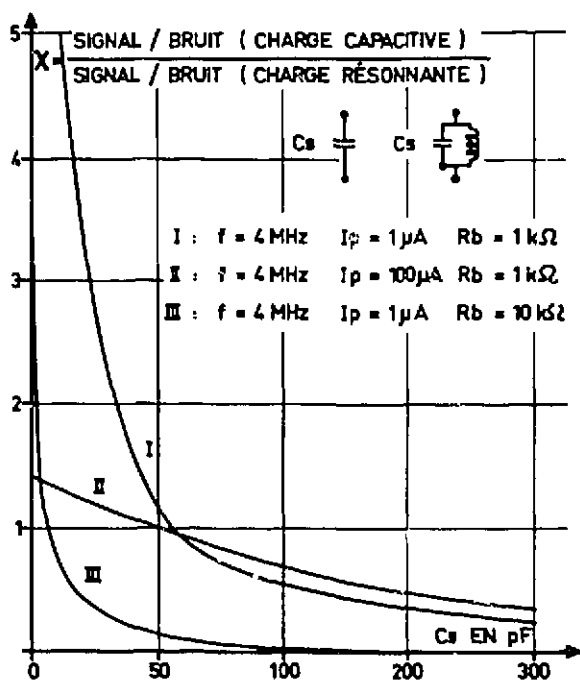


FIG. 111 - Comparaison des différents types de charge sur le rapport signal/bruit.

VI - PRESSION ET PUISSANCE ACOUSTIQUE MINIMUM DETECTABLE

A partir des expressions (142), (147), (120), la pression minimum détectable (en Newtons/m²) s'exprime par :

VI.1 - Charge capacitive

$$P_{o \text{ mini}} = \frac{H}{\alpha} \frac{k_c^2 \sqrt{\frac{e}{2\pi^2}} \sqrt{\frac{4m}{3}} O_a}{\sqrt{k_c^4 + \frac{\pi^2}{16} \left(\frac{Z_R}{Z_t}\right)^2} c_R} \sqrt{\frac{1}{C_s}} \sqrt{(I_p + \gamma) \left[\psi^2 + \Omega^2 \left(1 + \frac{\beta}{I_p}\right)^2 \right]} \quad (155)$$

La puissance acoustique minimum que l'on peut détecter est alors :

$$\left| J_{o \text{ mini}} \right| \text{ en } \frac{\text{Watts}}{\text{m}^2} = \left| \frac{P_{o \text{ mini}}}{Z_R} \right|^2$$

VI.2 - Charge résonnante

De même, il vient :

$$P_{o \text{ mini}} = \frac{H}{\alpha} \frac{k_c^2 \sqrt{\frac{e}{8\pi^2}} \sqrt{\frac{3}{4m}} c_R}{\sqrt{k_c^4 + \frac{\pi^2}{16} \left(\frac{Z_R}{Z_t}\right)^2} O_a f} \frac{1}{C_s} \sqrt{(I_p + \gamma_r) \left[\psi_r^2 + \Omega_r^2 \left(1 + \frac{\beta_r}{I_p}\right)^2 \right]} \quad (156)$$

VI.3 - Applications numériques

Dans le cas d'une fréquence de travail de 4 MHz, d'une charge capacitive $C_s = 30 \text{ pF}$, d'un coefficient d'émission secondaire $\delta = 1,15$ auquel correspond une transconductance $S_i = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ A/V}$ (pour $I_p = 1 \text{ } \mu\text{A}$), $H = 0,1$, $K = 0,1$, $R_b = 10^3 \Omega$, $c_R = 1500 \text{ m/s}$.

La puissance acoustique minimum qu'il est possible de détecter est de :

$$\left| J_{o \text{ mini}} \right|_{\text{SiO}_2} \approx 62 \cdot 10^{-8} \text{ Watts/cm}^2 \text{ dans le cas du quartz}$$

$$\text{et } \left| J_{o \text{ mini}} \right|_{\text{BaTiO}_3} \approx 6,9 \cdot 10^{-11} \text{ Watts/cm}^2 \text{ pour la titanate de baryum}$$

Bien que le quartz présente une constante piézoélectrique de réception très supérieure à celle du titanate de baryum, sa faible constante diélectrique ne permet pas d'obtenir un gain d'adaptation satisfaisant et le seuil de sensibilité d'une caméra utilisant un quartz piézoélectrique est beaucoup plus élevé que celui d'une caméra dont la face sensible est une céramique ferroélectrique du type titanate de baryum.

VII - VARIATION DE $P_{o \text{ mini}}$ EN FONCTION DES CONSTANTES PHYSIQUES

En tenant compte de $k_c = \frac{e_{33}}{\sqrt{c_{33} \epsilon_o \epsilon_r}}$, c_{33} : module de YOUNG du matériau piézoélectrique,

il est possible d'exprimer $P_{o \text{ mini}}$ en fonction des quatre variables suivantes [97] :

- courant de faisceau d'analyse I_p
- fréquence de travail f
- constante piézoélectrique e_{33}
- permittivité diélectrique ϵ_r du matériau piézoélectrique.

Nous avons trouvé que $P_{o\ mini}$ ($I_p, f, e_{33}, \epsilon_r$) présente des minima lorsque I_p, e_{33} et ϵ_r varient ; par contre la pression minimum détectable augmente avec la fréquence.

Pour la plupart des matériaux piézoélectriques $c_{33} \approx 10^{11}$ Newtons/m². De même le rapport $\frac{c_R}{c_t}$ sera toujours voisin de 0,3 et une valeur moyenne de $\frac{Z_R}{Z_t}$ sera 0,075. On peut aussi prendre $O = 1$, $H = K = 0,1$, $S_o = 0,60$, $R_b = 10^3 \Omega$, $C_s = 30$ pF.

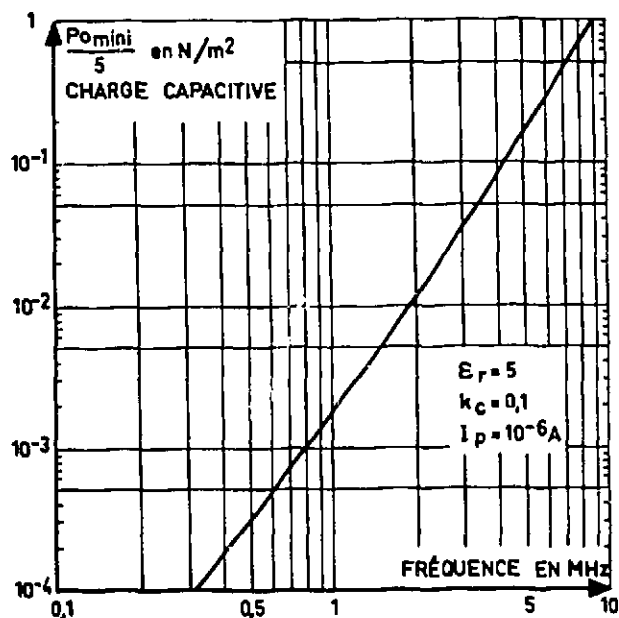


FIG. 112 - Pression minimum détectable en fonction de la fréquence de travail.

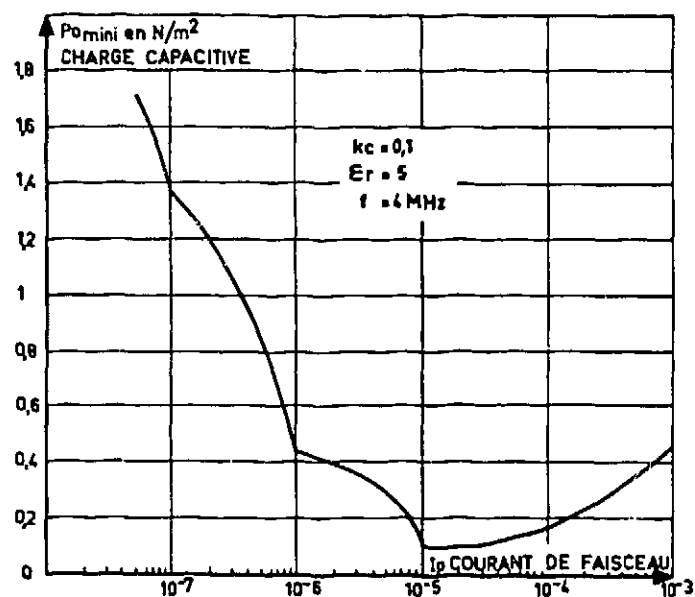


FIG. 113 - Pression minimum détectable en fonction du courant d'analyse.

Avec ces données, nous avons tracé les courbes des figures 112 et 113. L'analyse théorique de $P_{o\ mini}$ et de sa variation avec e_{33} et ϵ_r a moins d'importance, car il n'existe qu'un choix limité de matériaux piézoélectriques utilisables, et il sera plus judicieux d'effectuer les calculs en prenant ces constantes comme des données.

VIII - CONCLUSION

Nous avons analysé ici quelques aspects du fonctionnement d'une caméra à ultrasons.

On remarque qu'il est préférable d'appliquer comme charge de la caméra un circuit résonnant pour les basses fréquences et une charge capacitive pour les fréquences élevées.

L'analyse de la pression minimum détectable montre que l'emploi d'une céramique comme $BaTiO_3$ à la place d'un quartz permet d'abaisser considérablement le seuil de sensibilité. Toutefois, en pratique, il sera souvent difficile pour des raisons technologiques d'utiliser cet avantage. On retiendra surtout qu'il existe une valeur optimum du courant d'analyse apportant les meilleurs résultats, mais que l'augmentation de la fréquence impose une perte de sensibilité du tube.

En définitive, en considérant les aspects théoriques que nous avons développés, la réalisation d'une installation de visualisation d'images acoustiques par une caméra à ultrasons résulte de nombreux choix et surtout de nombreux compromis.

QUATRIEME PARTIE

APPAREIL CONSTRUIT ET RESULTATS

CHAPITRE I

DESCRIPTION DES REALISATIONS

I - INTRODUCTION

Les travaux concernant les phénomènes fondamentaux d'émission secondaire des cibles piézoélectriques ont été menés parallèlement à ceux qui avaient pour but la réalisation d'une installation de visualisation d'images acoustiques. Plusieurs études partielles ont également été entreprises aussi bien sur les canons à électrons que sur l'optique acoustique en général, ou l'électronique associée à cet appareillage.

Pour simplifier l'exposé, nous n'entrerons pas dans les détails de construction qui ont fait l'objet de publications [98] à [103] auxquelles on pourra se référer pour plus ample information. Nous avons en fait été amenés à construire plusieurs installations dont le schéma ci-dessous représente la dernière réalisation (partie réception).

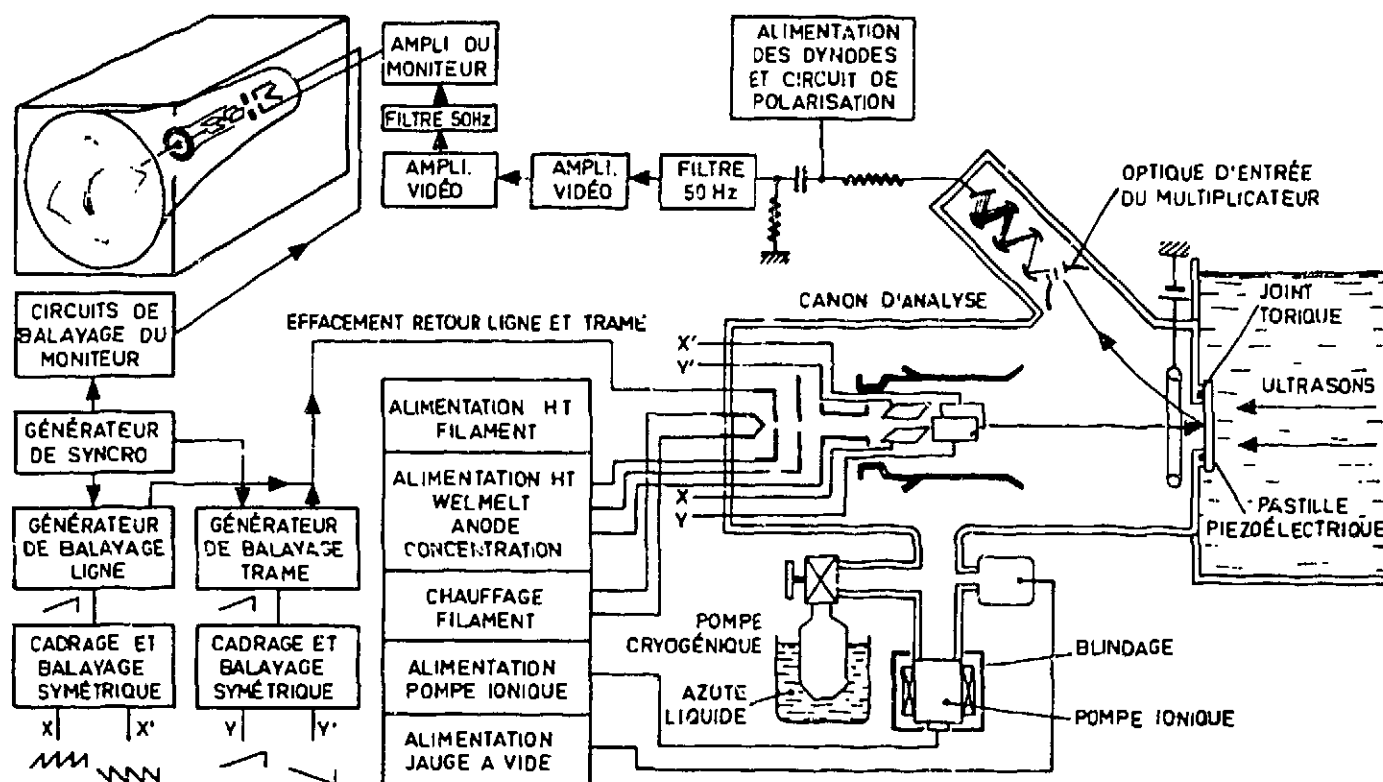


FIG. 114 - Schéma de la partie réception du dispositif.

II - PRODUCTION D'ULTRASONS

Le schéma de principe du générateur d'ultrasons que nous avons étudié et réalisé est donné figure 115.

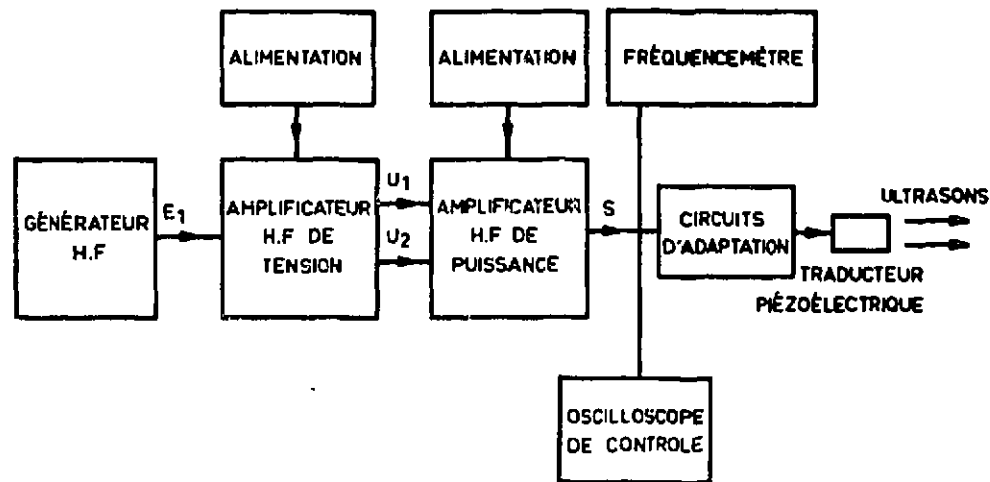


FIG. 115 - Schéma de principe du générateur d'ultrasons.

Il est essentiellement constitué d'un générateur haute fréquence de puissance auquel est relié un transducteur piézoélectrique par l'intermédiaire d'un circuit adaptateur.

II.1 - Générateur haute fréquence

Dans une première étape, nous avons construit un générateur travaillant sur 2 et 4 MHz qui a permis d'obtenir les premières images acoustiques.

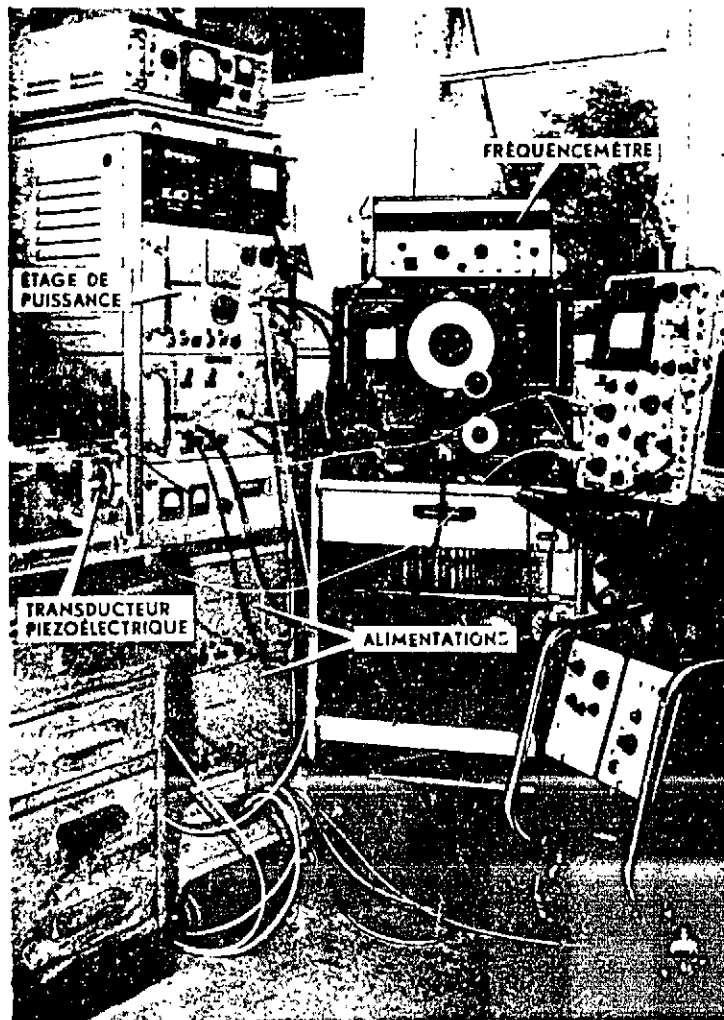
La nette amélioration constatée expérimentalement sur la définition des images obtenues lorsque l'on passait de 2 à 4 MHz confirmait la théorie. Pour continuer dans cette voie et travailler à une fréquence plus élevée, un générateur de puissance couvrant la gamme 2 - 15 MHz a été réalisé [100].

Les figures 116a et 116b donnent une vue d'ensemble des appareils.

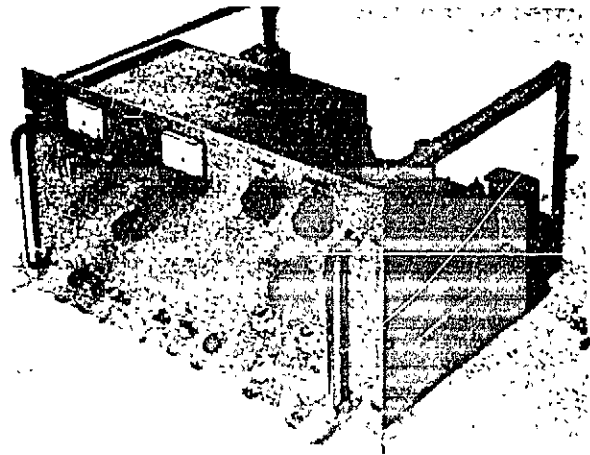
II.2 - Transducteur piézoélectrique et son adaptation au générateur

Les diverses études que nous avons entreprises au préalable sur les transducteurs piézoélectriques [104] [105] [106], nous ont montré que les transducteurs du commerce utilisés dans les contrôles non destructifs classiques sont en général inadaptés à une telle application. Leur champ acoustique est souvent dissymétrique et il s'avérerait nécessaire de considérer leur fabrication sous une optique nouvelle. Une des principales raisons des distorsions du champ acoustique concerne la manière dont sont faites les connexions sur les électrodes. Il est en particulier nécessaire d'éviter les gouttes de soudure trop importantes qui amortissent localement les vibrations de la pastille piézoélectrique.

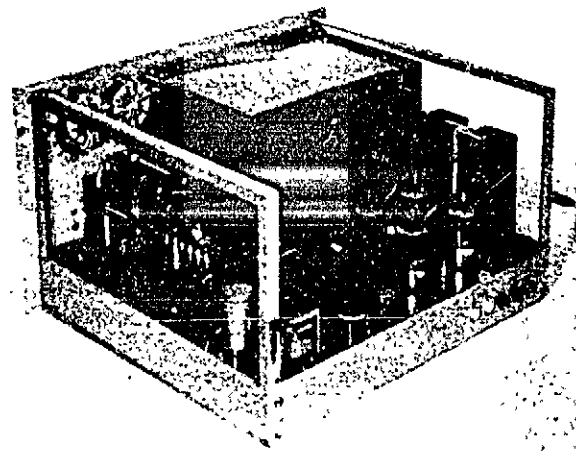
Un schéma type de transducteur que nous avons réalisé est représenté figure 117.



a - PREMIÈRE VERSION



b1 - VUE AVANT



b2 - VUE ARRIÈRE
b1 ET b2 ÉTAGES AMPLIFICATEURS DE TENSION ET DE PUISSANCE DU NOUVEL APPAREIL

FIG. 116 - Vue générale des appareils construits.

Les connexions électriques sont obtenues par métallisation de la pastille après montage et fixation à l'araldite. Le dépôt métallique est fait soit au pinceau à partir d'argent colloïdal, ou par évaporation sous vide de cuivre ou d'or.

Certaines difficultés apparaissent lorsque l'on veut réaliser des transducteurs de fréquence élevée. L'épaisseur de la pastille vibrante est :

$$\ell = \frac{\lambda}{2} = \frac{c}{2f}$$

Lorsque l'on désire augmenter la fréquence de travail, il faut manipuler des disques de céramiques de plus en plus fins. La figure 118 donne les épaisseurs de divers matériaux piézoélectriques commercialisés en fonction de la fréquence de travail.

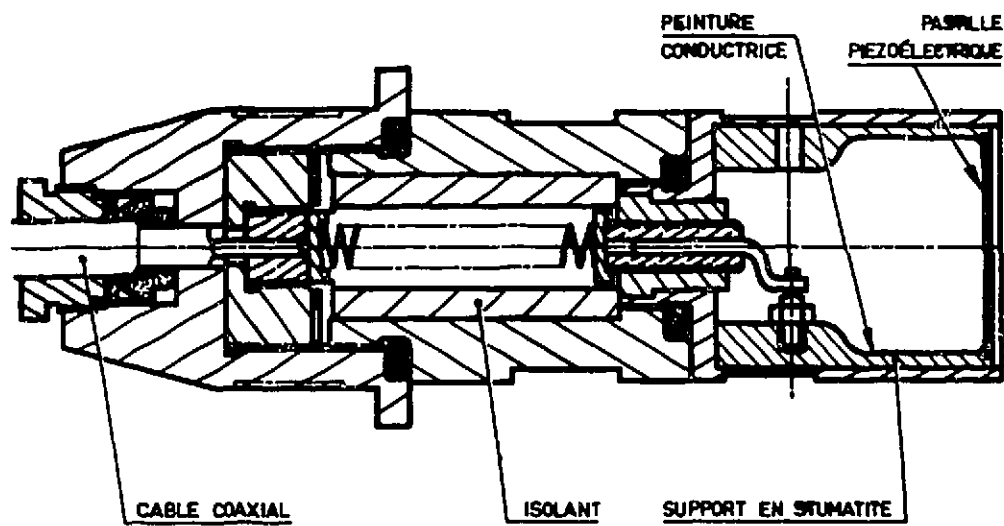


FIG. 117 - Schéma d'un transducteur piézoélectrique.

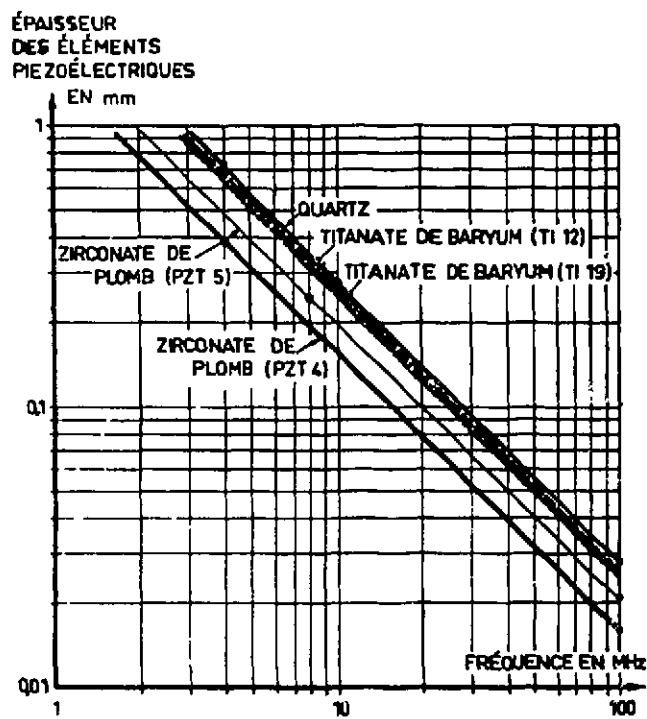


FIG. 118a - Epaisseur des pastilles piézoélectriques en fonction de leur fréquence propre $e = \frac{\lambda}{2}$

MATÉRIAU PIÉZOÉLEC- TRIQUE	CONSTANTE DIÉLECTRIQUE RELATIVE ϵ_r	MODULE D'YOUNG C_{33} EN N/m^2	d_{33} EN COULOMB / N	$g_{33} = \frac{d_{33}}{\epsilon_0 \epsilon_r}$ EN VOLT/m	VITESSE DU SON EN m/s	IMPÉDANCE ACOUSTIQUE SPÉCIFIQUE EN $\frac{Kg}{m^2 \cdot s}$	COEFFICIENT DE COUPLAGE
Si O ₂	4,5	$87 \cdot 10^{10}$	$23 \cdot 10^{-12}$	$58 \cdot 10^{-3}$	5750	$15 \cdot 10^8$	11
Ba Ti O ₃	1800	$11 \cdot 10^{10}$	$220 \cdot 10^{-12}$	$13 \cdot 10^{-3}$	5400	$204 \cdot 10^8$	56
Pb (Zr-Ti)O ₃	1500	$111 \cdot 10^{10}$	$320 \cdot 10^{-12}$	$24 \cdot 10^{-3}$	4350	$264 \cdot 10^8$	68

FIG. 118b - Principales constantes caractérisant les matériaux piézoélectriques.

Après plusieurs échecs, nous sommes arrivés à fabriquer un transducteur de diamètre $\varnothing = 40$ mm, fonctionnant à 10 MHz et dont l'épaisseur vibrante est de 200μ . Les matériaux piézoélectriques choisis pour réaliser ces émetteurs sont le quartz, le titanate de baryum et le zirconate-titanate de plomb. Leurs principales constantes diélectriques et piézoélectriques sont données dans le tableau de la figure 118b.

La plus grande difficulté qu'il est nécessaire de surmonter pour émettre une puissance acoustique convenable au-dessus de quelques MHz est de réaliser une adaptation appropriée du transducteur au générateur H.F.

En effet, à ces fréquences, la réalisation de circuits d'accord à constantes localisées n'est pas simple à cause des capacités parasites qu'il est nécessaire de considérer. Si l'on ne prend pas de précautions, la fréquence propre des selfs, ainsi que celle des transformateurs que l'on peut être amené à utiliser pourra souvent être en dessous de la fréquence de travail.

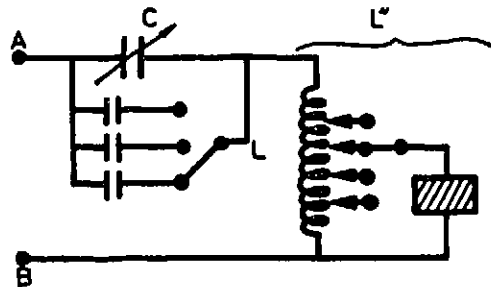


FIG. 119 - Circuit d'adaptation utilisé pour relier le transducteur au générateur.

Le schéma du circuit d'adaptation est représenté figure 119. (Lorsqu'il est possible de le faire, le transformateur d'adaptation est logé dans le corps du transducteur). Comme nous désirions un appareil qui puisse fonctionner avec plusieurs types de transducteurs, présentant des impédances différentes, il a été nécessaire de réaliser un circuit comportant plusieurs selfs et capacités commutables.

Quelques aspects théoriques et pratiques concernant la production d'ultrasons ont été développés [96]. Nous donnerons uniquement ici la formule reliant la puissance acoustique émise, à la tension appliquée mesurée aux bornes

de l'élément piézoélectrique :

$$\frac{1}{S} \text{ en } \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2} = 16 d_{33}^2 \frac{Z_t^2}{Z_R} f^2 V^2 \quad (157)$$

d_{33} : constante piézoélectrique de transmission

V : tension appliquée

III - SYSTEME D'OPTIQUE ACOUSTIQUE

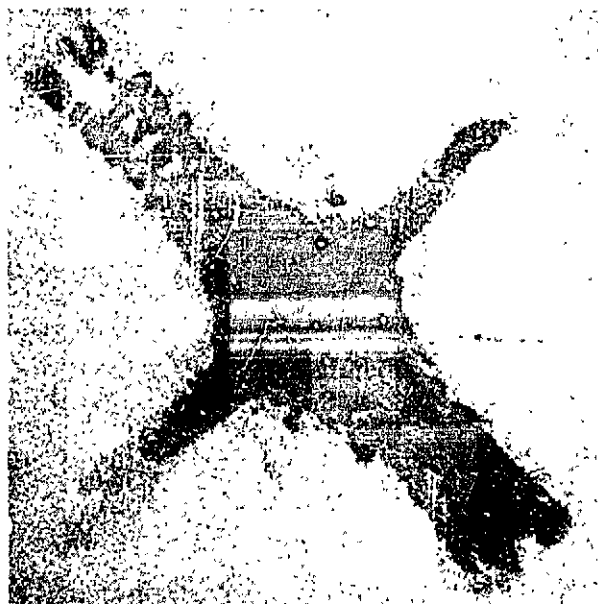
D'une manière générale très peu de travaux ont été entrepris dans ce domaine, et pour analyser de manière fine les phénomènes de propagation ultrasonore nous avons construit un banc de strioscopie permettant de visualiser les faisceaux d'ultrasons en utilisant le principe de la diffraction d'une onde lumineuse par une onde acoustique [107]. Une cuve permettant de relever automatiquement en tout point de l'espace l'intensité sonore a également été réalisée [108].



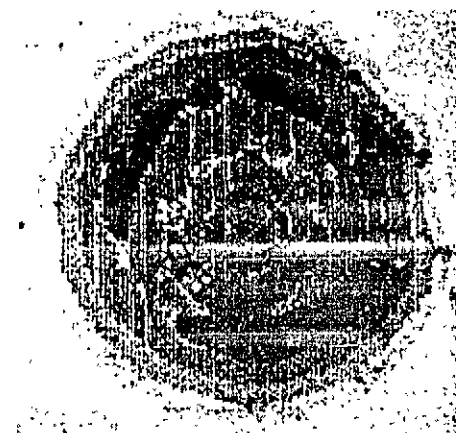
a) ÉMETTEUR RECTANGULAIRE
17×10 mm 4MHz z = 100 mm



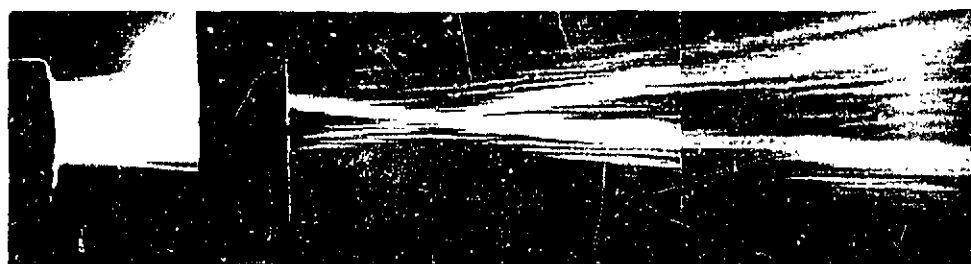
b) ÉMETTEUR 17×10 mm
4MHz z = 200 mm



c) ÉMETTEUR 19×5 mm 4MHz z = 80 mm



d) ÉMETTEUR CIRCULAIRE Ø40 mm 4MHz



e) FOCALISATION PAR UNE LENTILLE ACOUSTIQUE (VISUALISATION PAR STRIOSCOPIE)



f) IMAGE COMPLEXE DE PROPAGATION
(VISUALISATION PAR STRIOSCOPIE)

FIG. 120 - Visualisation de quelques images acoustiques.

Quelques exemples de propagation acoustique au travers de systèmes optiques sont représentés par la figure 120.

Les systèmes d'optique acoustique que nous avons interposés entre l'objet et la caméra ont toujours été des lentilles simples. Dans le cas où le milieu de propagation est de l'eau, le meilleur matériau pour fabriquer une lentille serait le tétrachlorure de carbone (avec comme second milieu, un liquide, on évite la production d'ondes transversales).

Une lentille de ce type a été essayée ; un piston permettant de comprimer le liquide fait varier la courbure et par suite la distance focale. En fait, le tétrachlorure de carbone présente certaines difficultés de manipulation, et dissout à la longue les membranes de caoutchouc.

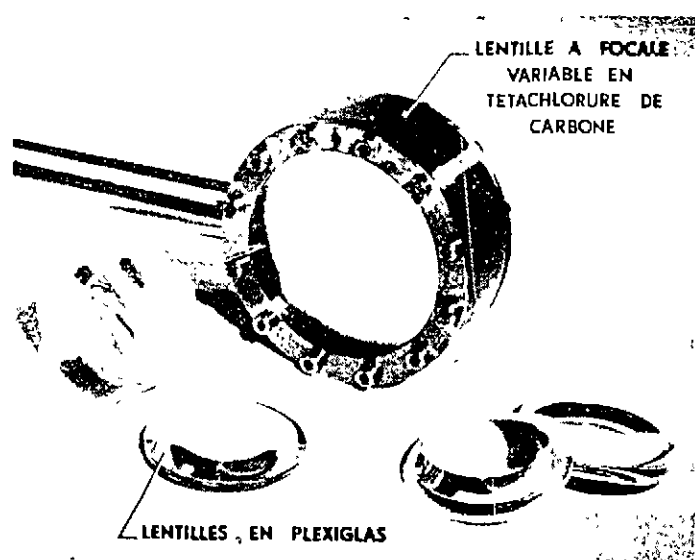


FIG. 121 - Lentilles acoustiques.

A cause de cet inconvénient, nous avons préféré utiliser par la suite des lentilles en plexiglas.

La figure 121 représente quelques unes de ces lentilles. Ces travaux, quoique fragmentaires, ont permis de dégager deux remarques concernant l'optique acoustique :

- il apparaît expérimentalement que les conditions géométriques d'alignement sont primordiales, et qu'il est nécessaire de posséder dans toutes ces manipulations, des déplacements et des mouvements mécaniques parfaitement réalisés.
- l'importance des phénomènes d'interférences, d'ondes stationnaires qui ont lieu dans la cuve où est immergé l'objet que l'on désire visualiser est très grande, et leurs effets conduisent souvent à masquer ce que l'on désire mettre en évidence.

IV - DESCRIPTION DE LA CAMERA REALISEE AU LABORATOIRE

La caméra se présente sous la forme d'une enceinte à vide : le fond est constitué par une pastille piézoélectrique dont la face externe est métallisée. Elle contient le canon à électrons d'analyse et un système collecteur recueillant les secondaires émis au point d'impact.

IV.1 - Canon d'analyse

Nous avons essayé plusieurs types de canon pouvant fonctionner dans la gamme 400 - 2 000 Volts. Celui qui a donné jusqu'à présent les meilleurs résultats est un canon C.S.F. type T 4SS9.

Il comporte une cathode à chauffage direct constituée par un filament de tantale qu'il est nécessaire d'alimenter avec une source basse tension délivrant un fort courant.

En fonctionnement normal, l'intensité passant dans le filament est d'environ 7 Ampères, la tension à ses bornes de 1,3 Volts. De plus, l'alimentation doit être parfaitement isolée par rapport à la masse, la polarisation - HT étant appliquée directement sur le filament. Une alimentation spéciale a donc été réalisée à cet effet. La figure 122 donne une vue d'ensemble du canon à électrons monté sur sa bride munie de passages isolés.

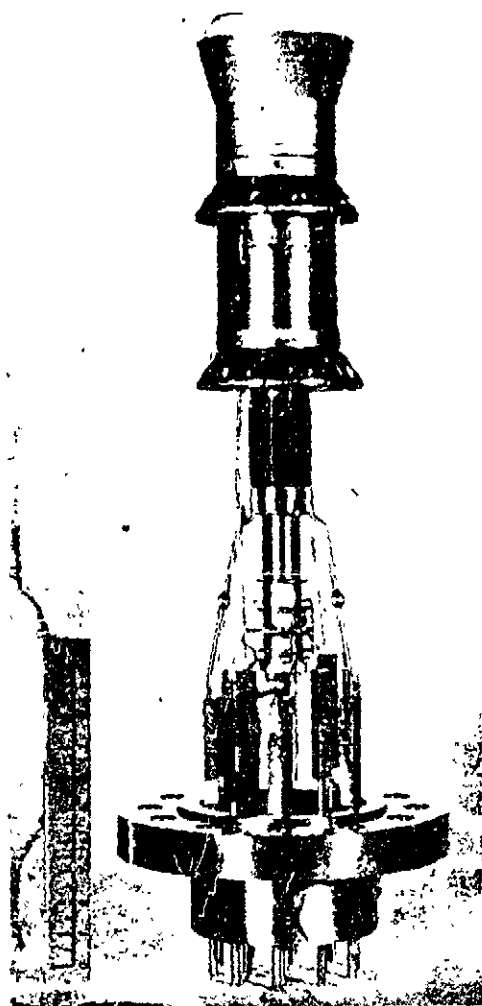


FIG. 122 - Canon à électrons.

Les alimentations de polarisation des différentes électrodes sont fournies par des ALS 349 - CRC que nous avons légèrement modifiées de façon à augmenter la précision des réglages.

La déflexion du faisceau d'électrons est réalisée au moyen de deux prismes électrostatiques en X et en Y sur lesquels sont appliqués des tensions en dent de scie. Dans une première phase, nous avons utilisé un système de déflexion dissymétrique, une des plaques étant à la masse, la tension en dent de scie étant appliquée à l'autre plaque.

Théoriquement, ce dispositif apporte des aberrations et il est préférable d'utiliser un montage symétrique [109]. On applique alors deux tensions de signes opposés sur chaque plaque. Aucune modification n'a été constatée en passant d'un système à l'autre ; d'autres causes d'imperfections plus importantes, que nous avons observées par ailleurs, rendaient ces possibles améliorations non perceptibles.

IV.2 - Système collecteur

La figure 123a schématise le premier dispositif avec lequel nous avons obtenu une image. Un simple anneau circulaire placé au voisinage de la pastille piézoélectrique constitue le collecteur. L'image dans ce cas est de mauvaise qualité car les charges recueillies par le collecteur, caractéristiques du point analysé par le faisceau d'électrons, sont noyées dans un bruit de fond

correspondant aux charges induites par effet capacitif et provenant des autres points de la pastille piézoélectrique.

Pour diminuer cet effet et augmenter le rapport signal sur bruit, nous avons utilisé un multiplicateur d'électrons. Celui que nous avons au début de nos essais présentait certains impératifs de montage qui nous ont amenés à réaliser le système collecteur suivant la figure 123b. Des images relativement correctes ont été obtenues avec ce dispositif, mais la grille G_1 , placée parallèlement à la pastille piézoélectrique et dont le rôle était d'accélérer les secondaires pour les amener au voisinage de l'entrée du multiplicateur, était également visualisée sur l'écran du cathoscope et venait se superposer à l'image acoustique.

Pour éviter ce dernier inconvénient, la caméra suivante a été construite suivant le schéma de la figure 123c. Elle est constituée d'une enceinte en verre sur laquelle nous avons raccordé à l'aide d'araldite le multiplicateur d'électrons. Ce dernier correspond à la partie "multiplicateur d'électrons" d'un photomultiplicateur dont nous avons enlevé la photocathode. Le gain d'un tel montage est très inférieur à celui que l'on serait en droit d'attendre lorsque le photomultiplicateur opère normalement. Les rentrées d'air, et surtout la vapeur d'eau, polluent les dynodes et le gain devient très faible. Celui-ci a d'ailleurs continué à décroître au cours du temps.

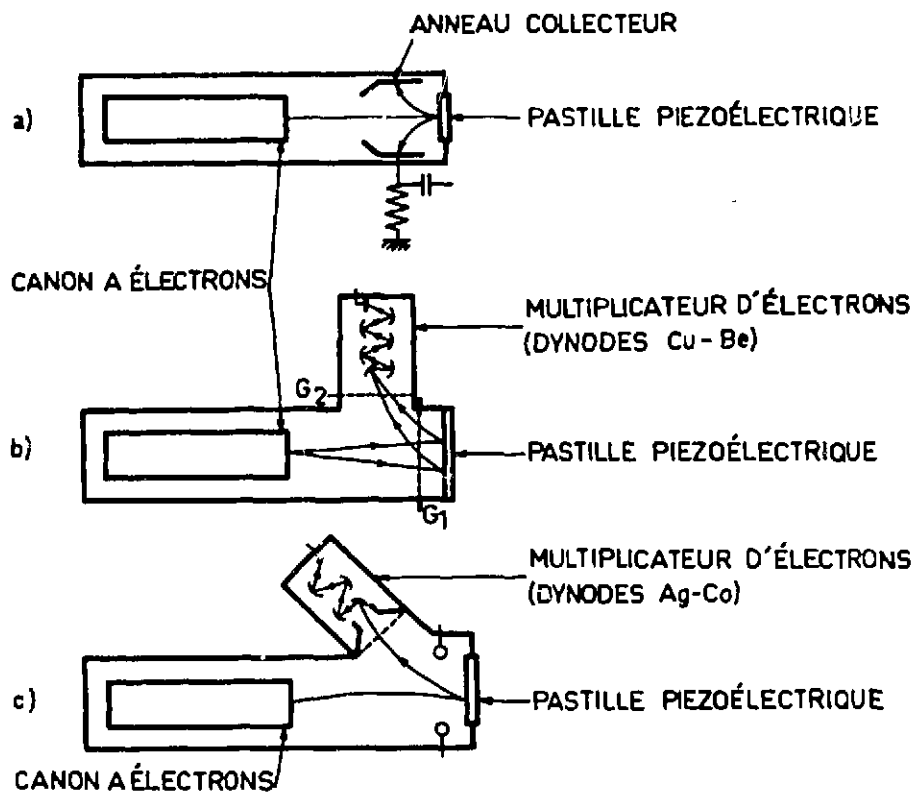


FIG. 123 - Différentes dispositions adoptées pour le dispositif collecteur.

IV.3 - Élément piézoélectrique

La pastille piézoélectrique a deux rôles essentiels à jouer :

- 1 - assurer l'étanchéité au vide, sur la face avant de la caméra
- 2 - donner sur sa face interne un relief de potentiel traduisant la répartition des pressions exercées sur sa face externe.

Ce dernier aspect a été analysé au chapitre 1, 3^e Partie ; nous traiterons ici du premier.

Il est nécessaire que l'élément sensible ait des propriétés mécaniques suffisantes pour admettre sur la face externe la pression atmosphérique. Pour obtenir un rendement de conversion maximum entre l'énergie acoustique et l'énergie électrique, il faut que l'épaisseur de cet élément corresponde à la condition de résonance [96] .

Les difficultés qui apparaissent dans la construction des émetteurs lorsque la fréquence s'élève, seront ici encore plus grandes , la pastille devant pouvoir supporter une pression de 1 kg/cm^2 . Dans la gamme 2 - 10 MHz, les épaisseurs sont de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres (voir figure 118). Les faces sensibles de la caméra seront donc fragiles.

Nous avons essayé plusieurs pastilles de quartz à 2 et 4 MHz, de diamètre utile 29 mm, qui ont résisté convenablement. A 4 MHz, la pastille se creuse légèrement et il semble qu'il soit difficile d'utiliser un diamètre supérieur à 30 mm pour cette fréquence.

Un essai à 6 MHz, sur un diamètre de 29 mm a été négatif, la pastille n'ayant pas résisté, une implosion a eu lieu.

En soutenant partiellement la pastille par une grille sur laquelle elle repose, nous avons pu faire des essais à 8 MHz. Le gain de définition que l'on peut obtenir en augmentant la fréquence est alors masqué par les inconvénients qu'apporte la grille. Celle-ci ne permet pas une collecte uniforme des secondaires et plusieurs zones

De façon à uniformiser l'extraction des électrons secondaires sur toute la surface de la pastille, une électrode en forme d'anneau polarisée à environ 30 Volts a été placée à son voisinage. Une dernière installation de caractère plus industriel a finalement été réalisée. Elle est représentée figure 126. Le multiplicateur utilisé ici est le XP 1121 de la Radiotechnique dont les dynodes en Cu-Be, admettent les entrées d'air. Les figures 124 et 125 donnent quelques détails des précédentes réalisations.

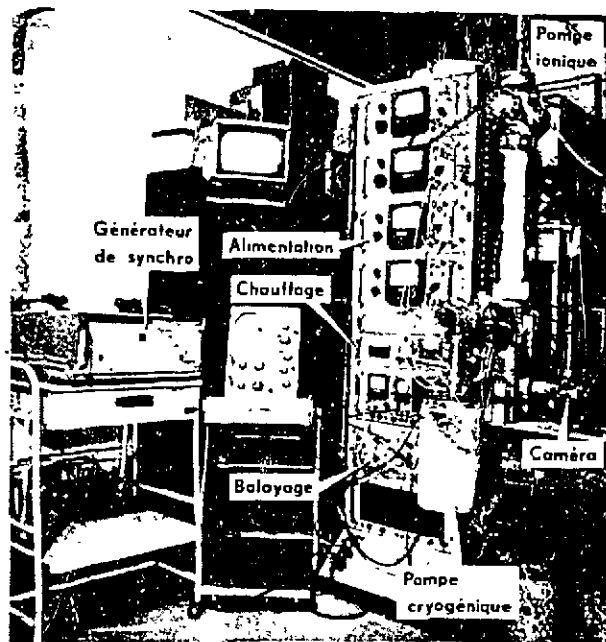


FIG. 124 - Première installation (partie réception).

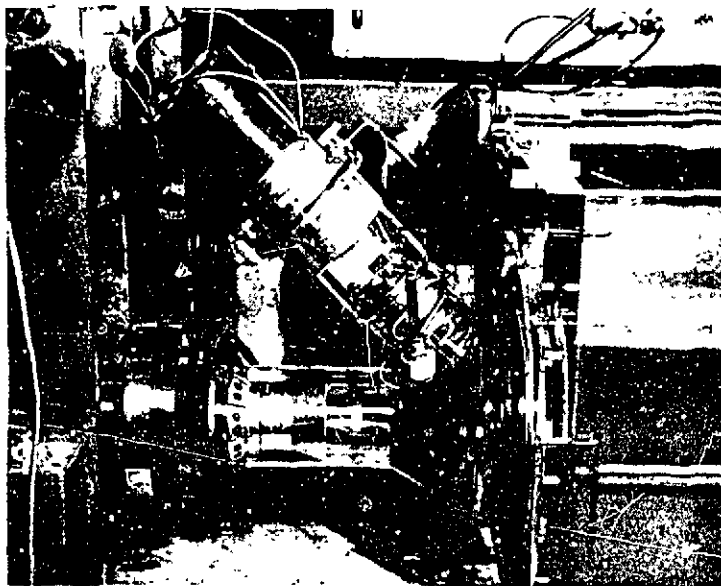


FIG. 125 - Caméra à ultrasons démontable en verre.

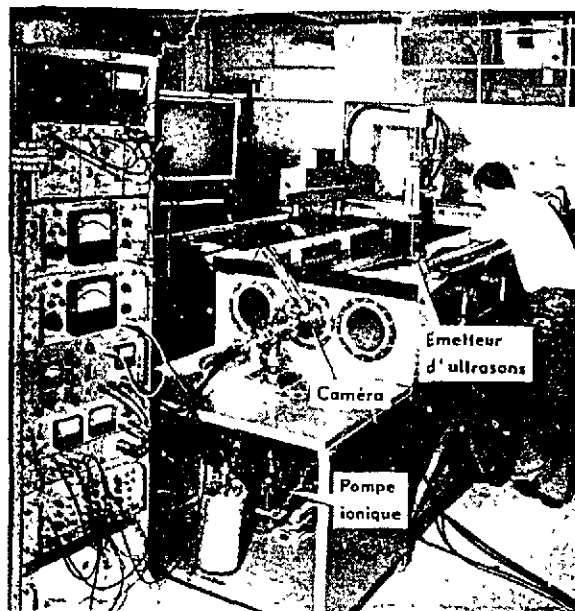


FIG. 126 - Installation semi-industrielle (partie réception)

non sensibles apparaissent sur l'image visualisée.

D'autre part, quelques essais ont été effectués en collant une pastille piézoélectrique sur une lame de phase en verre, l'épaisseur totale de l'ensemble pouvant mieux supporter la pression atmosphérique. Des images relativement satisfaisantes ont été obtenues à 10 MHz, mais certaines inhomogénéités de sensibilité étaient visibles. Une étude théorique et expérimentale de la propagation des ultrasons à travers les lames minces a été entreprise [110] [111], dont nous résumons ici les résultats essentiels par les figures 127 et 128.

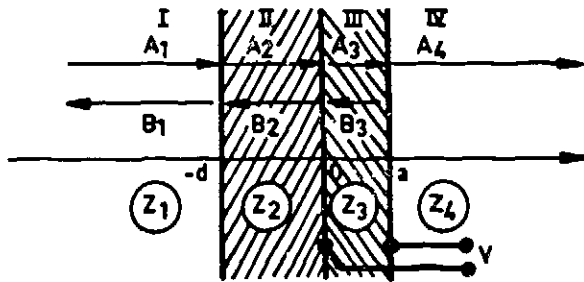


FIG. 127 - Propagation des ondes dans le système. Schéma de principe.

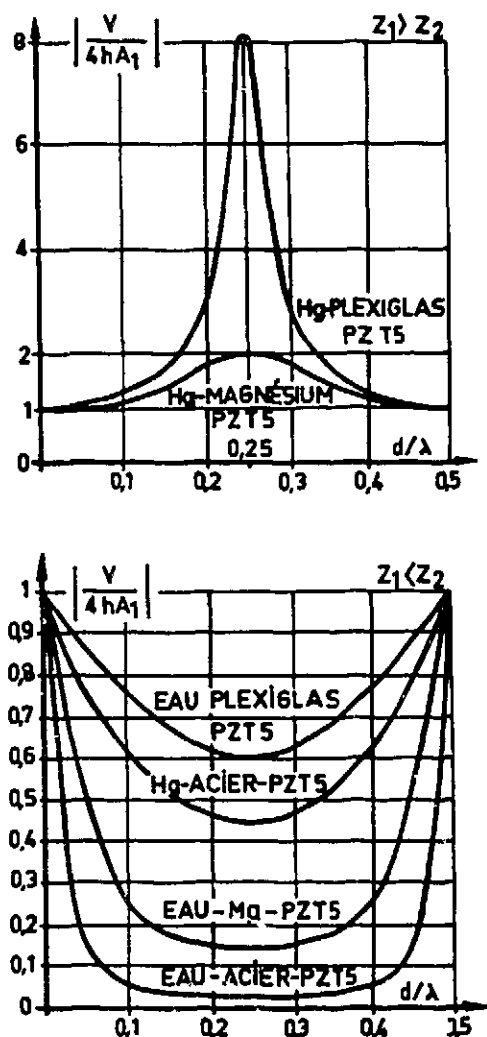


FIG. 128 - Influence d'une lame de phase sur un récepteur piézoélectrique. Résultats théoriques.

Dans les essais de laboratoire, il est souhaitable de posséder une installation démontable de façon à changer de pastille piézoélectrique suivant la fréquence de travail choisie. Pour cette raison, l'élément piézoélectrique repose simplement sur un joint torique guidé lui-même par un anneau en acier inoxydable (figure 123).

Si la lame de phase présente une impédance acoustique spécifique plus faible que celle du milieu de propagation, l'épaisseur optimum correspond à $\frac{\lambda}{4}$, et dans le cas contraire à $\frac{\lambda}{2}$.

Lorsque le milieu rayonnant est de l'eau, on se trouvera toujours dans ce dernier cas. On pourra par exemple remarquer que quand on interpose une lame métallique (acier), une variation d'épaisseur de $0,02\lambda$ correspond à une variation de tension de 50% développée aux bornes de l'élément piézoélectrique.

Aux fréquences situées aux environs de 10 MHz, la longueur d'onde est proche de $\lambda = 0,5$ mm. Une lame de phase satisfaisante devra être constituée par une lame mince métallique de 0,25 mm d'épaisseur, de planéité et de parallélisme parfaits, une variation d'épaisseur de 1μ introduisant des variations de 50 % du signal reçu. Ceci pose donc des problèmes technologiques assez complexes.

D'autre part, il convient ensuite d'effectuer un collage entre la lame et la pastille piézoélectrique. Divers essais de colles nous ont fait préférer jusqu'à présent l'araldite HY 103 de Ciba, bien qu'un collage parfait exempt de bulles n'ait jamais pu être obtenu.

Dans l'optique d'une caméra plus applicable industriellement, il est nécessaire de concevoir un tube à vide scellé et une liaison étanche de l'élément piézoélectrique au reste de l'enceinte. Cette étude est en cours [112], mais elle n'a pas permis pour l'instant de construire un tube ayant une durée de vie suffisante.

La difficulté de réaliser des scellements à partir de pastilles de quartz coupe X réside dans le fait que le coefficient de dilatation est fortement anisotropique (d'après RADIG [22] $8 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ suivant l'axe optique et $13,4 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ dans la direction perpendiculaire). Ces valeurs sont également assez différentes de celles des matériaux généralement utilisés dans la construction des tubes électroniques. Il est alors nécessaire de réaliser une jonction suffisamment "souple" pour éviter la rupture.

a) Scellement par résine époxy

Suivant une technique proposée par SAYERS [113], trois tubes scellés ont été fabriqués. Le scellement est représenté figures 129 et 130.

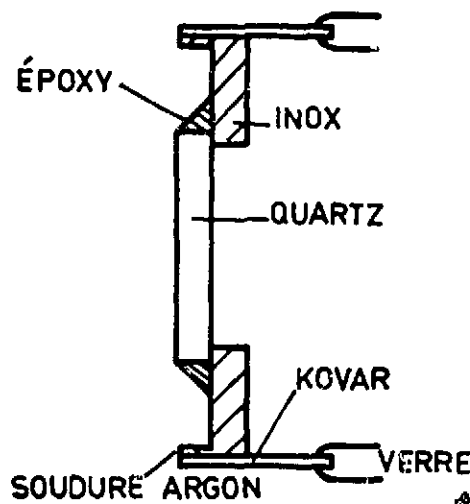
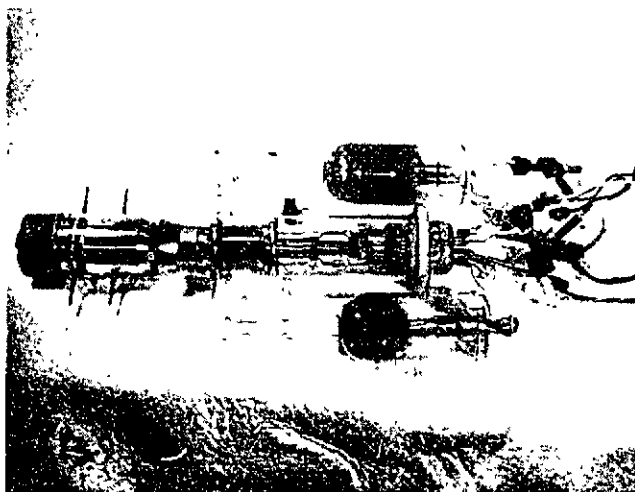


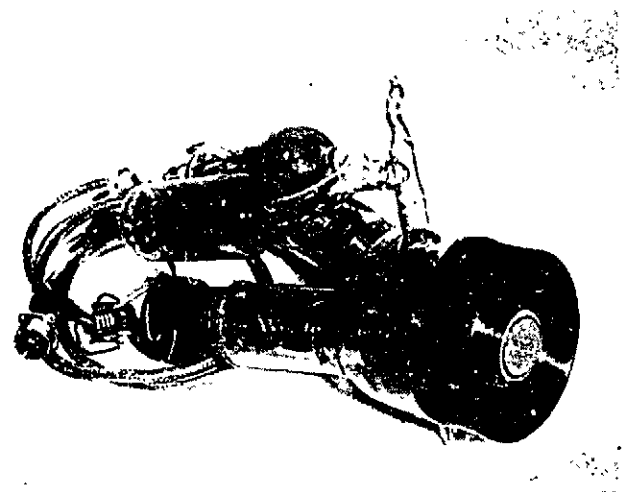
FIG. 129 - Scellement de la pastille de quartz par résine époxy.

La lame d'acier inoxydable sur laquelle repose la pastille piézoélectrique est parfaitement polie. Dans la première enceinte, trois mois après le scellement, la pression atteignait $5 \cdot 10^{-6}$ torr. Celle-ci contenait uniquement une jauge et un getter au baryum. A la suite de cet essai, nous avons réalisé deux caméras dont la durée de vie n'a pas excédé 20 jours à cause du dégazage des électrodes du canon. Néanmoins, quelques images ont pu être faites (figures 141 à 144 et 145b).

Pour obtenir un bon vide dans un tube scellé, on doit opérer un étuvage à une température assez élevée pendant la phase de pompage. L'utilisation de résines époxy limite cette température à environ 100°C , cette dernière n'étant pas suffisante pour éliminer toute la vapeur d'eau et les gaz absorbés.



130 a - CAMÉRA AVEC ANNEAU COLLECTEUR



130 b - CAMÉRA AVEC MULTIPLICATEUR D'ÉLECTRONS

FIG. 130 - Caméra scellées par résine époxy.

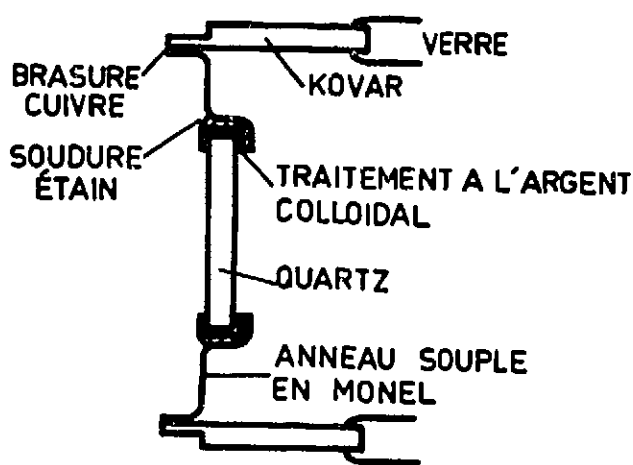


FIG. 131 - Scellement par brasure métallique.

IV.4 - Vide

Le montage expérimental est associé à un système de pompage constitué par une pompe primaire cryogénique à zéolithe associée à une pompe ionique au titane (15 l/s), qui permet d'obtenir un vide très propre atteignant 10^{-8} torr si l'on utilise un joint viton sur lequel repose la pastille piézoélectrique. L'aimant de la pompe ionique possède un champ de fuite extrêmement important qui perturbe le balayage du spot électronique et nous avons alors été amenés à le blinder efficacement.

Dans les tubes scellés, un getter au baryum permet surtout d'absorber l'oxygène. Pour la suite des études, il est possible d'envisager l'utilisation de pompes de faible encombrement à sublimation de titane. Lors de la remontée de pression dont nous avons parlé précédemment, on remarque que le bruit de fond augmente parallèlement à cause de l'ionisation plus importante des gaz de l'enceinte. La limite de pression utilisable pour obtenir une image se situe aux environs de 10^{-4} torr.

V - ELECTRONIQUE ASSOCIEE A LA CAMERA

Ces circuits étant classiques, nous n'insisterons pas sur leur description.

Le signal obtenu à la sortie du multiplicateur d'électrons est ensuite appliqué à l'entrée d'une chaîne amplificatrice, constituée par deux amplificateurs Tektronix type 1121 montés en cascade. A l'entrée du premier amplificateur, ainsi qu'à la sortie du second, nous avons placé un filtre sélectif coupe bande, permettant d'éliminer une composante à 50 Hz. Ce filtre est du type RC-té-ponté.

La sortie du second amplificateur est reliée à l'entrée vidéo d'un moniteur de télévision C.S.F. type RV 20. Cet appareil possède un étage amplificateur propre qui délivre la tension vidéo suffisante pour moduler le wehnelt de son canon à électrons.

L'attaque symétrique des plaques de déflexion du canon de la caméra, se fait par un circuit approprié décrit dans [101].

Un générateur de déclenchement C.S.F. type G.S. 819 délivre les impulsions débloquent les tensions de balayage d'un générateur type C.E.A. TDS 20. La fréquence de 22,25 KHz pour la ligne et de 50 Hz pour la trame correspondent à un standard de 24 images par seconde.

b) Scellement par brasure métallique

On dépose sur le pourtour de la pastille de quartz de l'argent colloïdal qui, après cuisson vers 400°C , laisse une fine couche métallique. Par un procédé électrolytique, on dépose sur cette couche d'argent une épaisseur de cuivre de $1/10 \text{ mm}$.

Le quartz est ensuite placé dans une pièce métallique fine qui absorbe les différences de dilatation, cette dernière étant soudée à l'argon-arc à une bague de kovar. La jonction du quartz ainsi traité à la bague métallique est faite par une brasure étain-argent dans un four haute fréquence.

On espère par ce procédé réaliser des tubes étuvables jusqu'à 200°C , et augmenter considérablement leur durée de vie.

VI - CONCLUSION

Avec différents dispositifs collecteurs, la visualisation d'images acoustiques a été faite. Pour obtenir une collecte uniforme des électrons provenant de la cible, il serait sans doute préférable d'utiliser un canon à électrons et un multiplicateur d'électrons concentriques, tels que ceux qui rentrent dans la constitution de tubes image-orthicon.

Malheureusement ce type de structure n'existe pas pour l'instant sur le marché français et pour des raisons commerciales d'autre part, il ne nous a pas été possible de nous procurer ce genre de pièces auprès des fournisseurs étrangers.

CHAPITRE II

RESULTATS OBTENUS ET ETUDES FUTURES

I - INTRODUCTION

Nous donnerons ici quelques exemples typiques d'images ultrasonores en essayant d'illustrer les considérations théoriques que nous avons précédemment développées, puis nous analyserons les possibilités futures d'extension de ce travail. Dans l'observation des images reproduites ci-dessous, il faudra tenir compte qu'elles résultent de la photographie d'un écran de télévision. Le contraste est en général meilleur lorsque l'on observe directement l'écran.

II - IMAGES ULTRASONORES

II.1 - Les figures 132 et 133 représentent l'image obtenue en "illuminant" la caméra par un faisceau direct d'ultrasons de fréquence 2 MHz émis par un transducteur placé respectivement à une distance de 20 mm et de 100 mm de celle-ci.

On remarque que pour la première distance, la caméra est située dans le champ proche de l'émetteur, alors que pour la seconde, elle se trouve dans le champ éloigné.

Comme nous l'avons précisé (3ème Part., chap. I), il est très difficile d'obtenir une illumination uniforme sur un diamètre relativement grand.



FIG. 132 - Image en l'absence d'ultrasons.



FIG. 133a - Faisceau d'ultrasons à 2 MHz, champ proche.

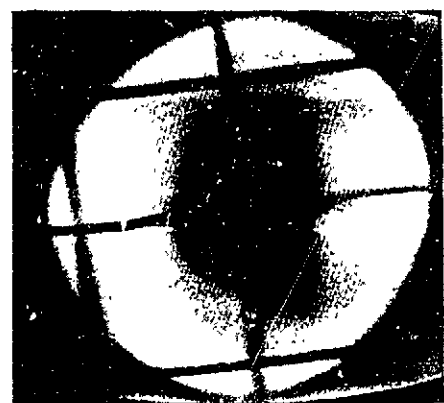


FIG. 133b - Faisceau d'ultrasons à 2 MHz, champ éloigné.

11.2 - La comparaison des figures 134 et 135 illustre parfaitement le gain de définition qui accompagne l'augmentation de la fréquence de travail.



FIG. 134 - Lame de rasoir visualisée à 2 MHz.

FIG. 135 - Lame de rasoir visualisée à 4 MHz.

Les effets de la diffraction par le bord d'un écran sont ici très visibles. Les images obtenues à des fréquences plus élevées que 4 MHz présentent des bords beaucoup plus nets, mais comme cela a été dit au chapitre précédent, plusieurs problèmes technologiques restent à résoudre pour améliorer l'image dans son ensemble.

11.3 - L'étude fondamentale que nous avons menée sur l'émission secondaire des cibles, a montré que la répartition énergétique des secondaires se modifiait, et que l'énergie la plus probable du spectre augmentait avec celle des primaires. Le coefficient δ diminue également avec la haute tension. D'après le calcul de la transconductance du tube, on voit alors qu'il est préférable de travailler avec un faisceau d'analyse assez peu énergétique.

D'un autre côté, la définition des images dépend du diamètre du spot analyseur. Celui-ci peut s'écrire [109] :

$$\Phi_s = K \sqrt{\frac{T}{11\,600 \text{ (H.T.)}}} \quad (157)$$

Φ_s : diamètre du spot

K : constante dépendant de la géométrie du canon

T : température de la cathode émissive en degrés K

(H.T.) : potentiel d'accélération en kVolts.

La tension optimum à adopter résultera donc d'un compromis. Une tension d'accélération comprise entre 800 et 1200 Volts donne les meilleurs résultats (figures 136 à 138).



FIG. 136 - Clé plate visualisée à 4 MHz - HT = 500 V.



FIG. 137 - Clé plate visualisée à 4 MHz - HT = 900 V.



FIG. 138 - Clé plate visualisée à 4 MHz - HT = 1500 V.

11.4 - Les figures 139 à 145 représentent quelques exemples d'images acoustiques visualisées avec notre installation.

La figure 139 montre l'extrémité d'une clé plate visualisée à 4 MHz, la figure 140, un manque de collage entre uranium et gaine d'un élément combustible destiné au prototype à terre du réacteur nucléaire d'un sous-marin.

Sur ces deux dernières images, aux phénomènes de diffraction visibles sur les contours de la clé ou du manque de collage, s'ajoutent des interférences annexes. L'intensité ultrasonore n'est pas uniforme sur la clé ; des franges d'interférences sont aussi visibles sur la partie droite de la figure 140.

11.5 - Les figures 141 et 142 donnent une idée de quelques images acoustiques ayant leur équivalent en optique lumineuse.

La figure 143 représente les franges d'interférences d'un coin d'eau obtenues à 2 MHz avec la caméra scellée de la figure 130b.

La figure 144 donne la répartition de l'intensité sonore au foyer d'une lentille acoustique en plexiglas. On remarque bien les anneaux de diffraction entourant la tache focale centrale.

11.6 - Si l'on compare les figures 143 et 144 (obtenues avec la dernière caméra scellée à 2 MHz) sur lesquelles on distingue une clé d'armoire et une barrette de cosses à souder, on voit sur cette dernière un phénomène de moiré qui n'apparaît pas sur la première.

Son origine ne correspond pas à des phénomènes d'interférences acoustiques mais à des interférences dues aux ondes électromagnétiques rayonnées par le générateur H.F. de puissance excitant le transducteur piézoélectrique.

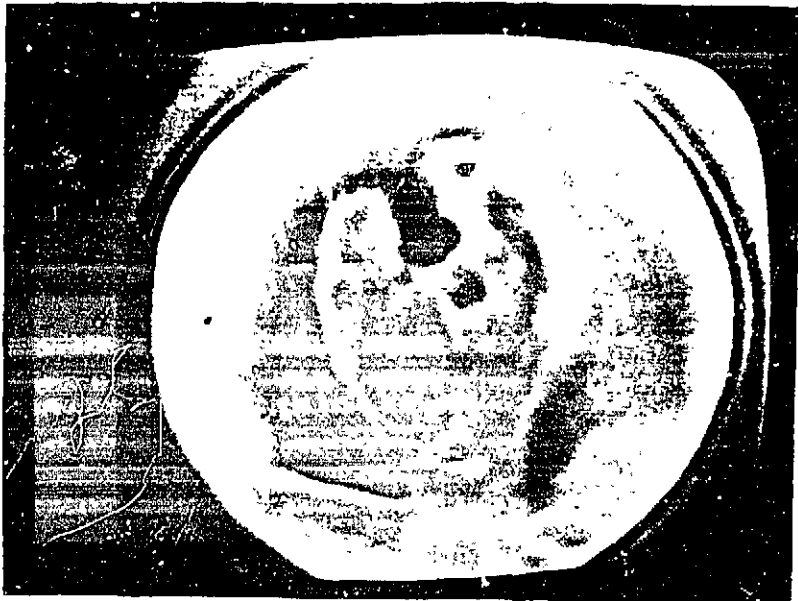


FIG. 139 - Clé plate visualisée à 4MHz.

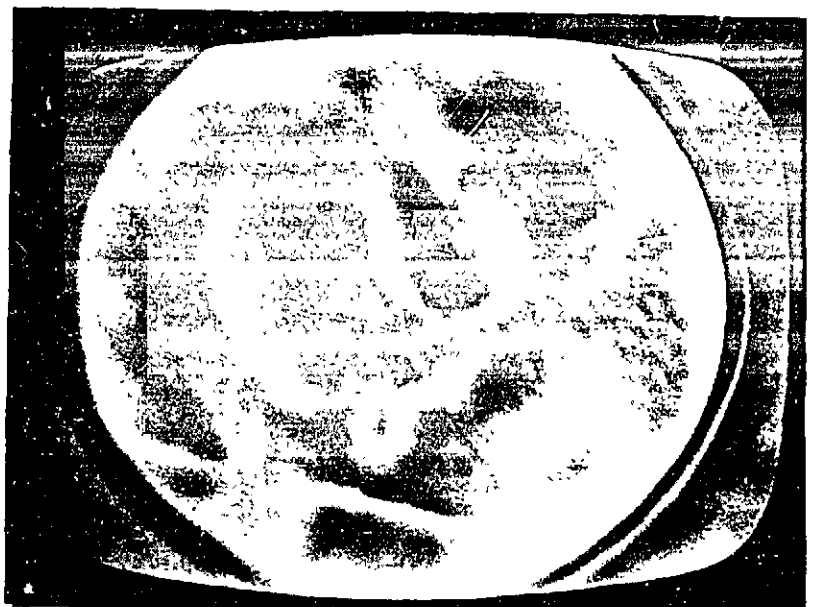


FIG. 140 - Manque de collage entre uranium et gaine d'un élément combustible colaminée, (4 MHz).



FIG. 141 a - Franges du coin d'eau (2MHz).

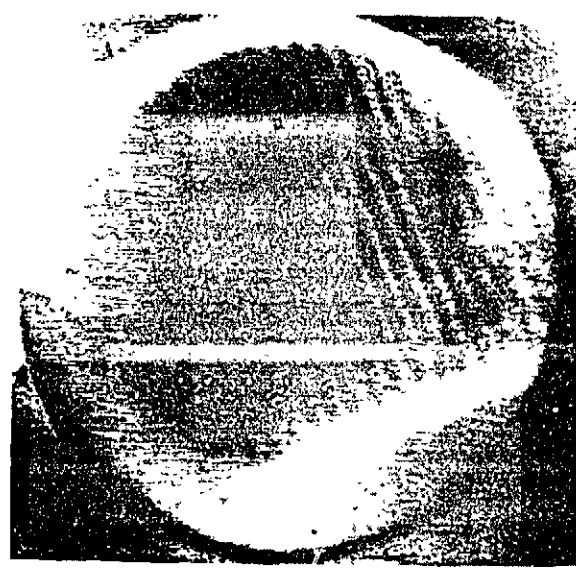


FIG. 141 b - Franges du coin d'eau (4MHz)



FIG. 142 - Anneaux de diffraction au voisinage du foyer d'une lentille acoustique (4MHz).



FIG. 143 - Clé d'armoire.



FIG. 144 - Barette de cosses à souder. Mise en évidence d'un phénomène de moiré.

II.7 - On pourra aussi voir sur toutes les photographies que nous présentons, un trait se superposant à l'image acoustique. En l'absence d'ultrasons, l'image d'émission secondaire de la cible est pourtant tout à fait uniforme. Comme cette observation a été faite sur un grand nombre de cibles de quartz, à différentes fréquences, on peut penser que l'on met ainsi en évidence un défaut du barreau de quartz dans lequel sont taillées les pastilles (macle probablement).

II.8 - La figure 145 représente l'extrémité d'un doigt où l'on distingue l'os et montre les possibilités que l'on peut attendre dans le domaine médical de cet appareillage. Avec une installation du même type que la nôtre, il aurait été récemment possible de détecter les symptômes de rejet après une greffe du coeur (hôpital de Stanford - U.S.A.).



FIG. 145a - SONOGRAMME DE L'EXTRÉMITÉ D'UN DOIGT 4 MHz



FIG. 145b - SONOGRAMME DE L'EXTRÉMITÉ D'UN DOIGT 2 MHz

FIG. 145 - Sonographie de l'extrémité d'un doigt.

III - TRAVAUX ENVISAGEABLES POUR L'AVENIR

III.1 - Perfectionnement du dispositif existant

- Transducteurs émetteurs

Plusieurs points que nous avons brièvement évoqués et qui apportent certaines limitations peuvent être améliorés. Une des grandes difficultés qu'il est nécessaire de surmonter est celle qui concerne l'uniformité de pression au niveau de l'objet.

Cette condition est théoriquement impossible à atteindre lorsque l'on utilise un émetteur d'ultrasons circulaire vibrant uniformément sur toute sa surface. Certains types de transducteurs gaussiens décrits par KRAUTKRÄMER [114] devraient apporter de meilleurs résultats.

En choisissant une fonction plus complexe que la répartition gaussienne, décrivant la vibration du transducteur, on pourrait peut-être améliorer cette condition.

Une étude mathématique et expérimentale de tels émetteurs permettrait sans doute d'obtenir des champs acoustiques plus homogènes.

- Spot d'analyse - émission secondaire et filtre de vitesse

Le canon à électrons que nous utilisons actuellement ne convient qu'imparfaitement au dispositif de visualisation. Nous avons vu le spot d'analyse doit posséder une dimension suffisamment petite pour résoudre tous les détails du relief potentiel apparaissant sur la face interne de la pastille piézoélectrique. Compte tenu de la formule (157), on peut voir qu'il est préférable d'utiliser une cathode à oxyde dont la température de fonctionnement est plus faible que celle de la cathode en tantale employée jusqu'à présent.

Les études que nous avons menées sur l'émission secondaires des cibles, montrent que seuls les électrons de plus faible énergie sont influencés par effet piézoélectrique. En associant au dispositif collecteur de la caméra un filtre de vitesse, il serait possible de ne conserver que les électrons les plus lents pour former le signal vidéo et ainsi d'améliorer les performances de l'installation.

- Tubes scellés

La miniaturisation de l'électronique associée à la caméra ne pose aucun problème. Pour diminuer l'encombrement du récepteur et le rendre plus maniable, il est nécessaire de supprimer le dispositif de pompage et de fabriquer des tubes scellés. Nous espérons arriver prochainement à un tube de caractère industriel en adoptant la méthode de scellement de la pastille de quartz par brasure métallique.

III.2 - Recherche d'un procédé permettant d'utiliser une émission pulsée d'ultrasons

Les difficultés inhérentes à l'émission continue d'ultrasons concernent surtout les effets dus aux interférences, et aux ondes stationnaires. Une image acoustique formée par une émission pulsée d'ultrasons verrait ces phénomènes fortement atténués.

L'utilisation de pulses ultrasonores, tout en permettant une puissance crête plus élevée, entraînerait également une amélioration de l'image acoustique. Mais il faut alors réaliser une caméra susceptible de garder en mémoire le relief de potentiel qui n'apparaîtrait que de façon fugitive, durant l'arrivée des ultrasons sur sa face sensible.

Nous pensons mettre en oeuvre une caméra d'un modèle un peu plus compliqué comportant deux canons à électrons, un canon d'arrosage à électrons lents et un canon de lecture à électrons rapides. Le but du premier est d'apporter des charges négatives qui viendraient se déposer sur la face interne de la pastille piézoélectrique durant les alternances positives. Le canon de balayage analyserait ce relief de charges de la même façon que dans le premier type de caméra. L'étude théorique de l'émission secondaire a montré que le courant collecté dépendait des charges préalablement déposées sur une cible et que ces dernières s'écoulaient au bout de temps très élevés par rapport aux fréquences de récurrence ultrasonores habituelles.

III.3 - Visualisation d'objets immergés dans un liquide opaque

Les résultats obtenus avec l'eau comme milieu de couplage permettent de penser qu'il est possible d'utiliser cette technique pour visualiser des objets immergés dans n'importe quel liquide opaque.

Dans les réacteurs atomiques du type RAPSODIE ou PHENIX, refroidis par des métaux liquides, ceci représente un problème important.

Nous avons réussi à fabriquer des transducteurs fonctionnant à 300 °C dans du sodium liquide et les caractéristiques acoustiques du sodium sont d'autre part aussi favorables que celles de l'eau.

On peut espérer par cette méthode apporter une solution à ce problème.

III.4 - Microscope à ultrasons

Le principe de la visualisation ultrasonore peut être étendu à la microscopie électronique par balayage. En utilisant des fréquences de plusieurs centaines de MHz, il est possible de repousser extrêmement loin le pouvoir de résolution et la définition des images acoustiques.

Le microscope à ultrasons pourrait être construit sous la forme d'une sonde électronique du type de celles utilisées dans les microsondes de CASTAING. L'échantillon serait recouvert de deux couches minces piézoélectriques en sulfure de cadmium, par exemple, l'une émetteur d'ultrasons, l'autre délivrant le potentiel traduisant l'image acoustique. Signalons que nous avons réalisé des transducteurs en CdS qui fonctionnent parfaitement à 100 MHz [115].

Ce genre d'appareil permettrait donc de "voir" à l'intérieur d'un échantillon massif et compléterait les examens de surface que peuvent apporter les moyens classiques d'analyse.

III.5 - Holographie

Depuis quelques années, la fabrication industrielle de lasers et leur commercialisation a permis de réaliser dans de nombreux laboratoires des hologrammes. Eclairés convenablement, les hologrammes permettent de voir une image en relief. Cette technique peut facilement s'adapter aux ondes ultrasonores dont l'émission est parfaitement cohérente et, de ce point de vue, se rapproche de l'émission lumineuse délivrée par un laser. Les images lumineuses sont facilement mises en évidence avec une plaque photographique ; les images ultrasonores peuvent l'être avec une caméra à ultrasons. Avec un dispositif de visualisation adéquat, il semble donc possible de réaliser des hologrammes ultrasonores qui utilisés dans certaines conditions, permettraient de voir à l'intérieur de la matière, non seulement dans un plan, mais en relief (dans les trois dimensions).

CONCLUSION

L'étude de l'émission secondaire des matériaux isolants demande un appareillage assez compliqué et une technique de mesure tout à fait particulière. Peu de travaux jusqu'à présent ont été conduits en tenant compte de tous les paramètres. Notre premier travail a d'abord consisté à réaliser un dispositif expérimental, prenant en considération les diverses causes d'erreurs possibles.

L'étude fondamentale de l'émission secondaire des cibles piézoélectriques nous a permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes imputables au caractère isolant de ces matériaux. Nous avons pu voir ainsi que le coefficient d'émission secondaire dépendait non seulement de la haute tension accélérant les primaires, mais également du champ électrique situé au voisinage de la surface émettrice.

Quant au spectre énergétique des secondaires émis, il varie aussi avec le champ électrique interne, et à l'aide d'un champ extracteur il est possible de communiquer aux secondaires des énergies élevées.

L'importance des défauts que l'on crée au cours du bombardement de la cible par le faisceau primaire est très grande. On peut dire que la mesure elle-même perturbe le phénomène analysé et on comprend alors qu'il soit difficile d'effectuer des mesures vraiment reproductibles sur les isolants.

Les interprétations théoriques ne sont pas toujours aisées à établir. Néanmoins, nous avons essayé d'en trouver quelques unes après avoir élaboré une théorie élémentaire du spectre énergétique qui nous a guidés dans nos recherches.

L'étude fondamentale de l'émission secondaire des cibles piézoélectriques montre que ce phénomène est assez complexe. Les résultats qu'elle nous a apportés, qui ont servi de base aux calculs théoriques concernant le fonctionnement de la caméra à ultrasons, permettent de comprendre qu'il existe une tension optimum accélérant les électrons d'analyse qui procure les meilleures images acoustiques.

Les quelques images ultrasonores obtenues avec l'appareil construit ont permis de mettre en évidence un certain nombre de points :

1° - Le principe de la visualisation ultrasonore par variation de l'émission secondaire est parfaitement valable.

2° - Les résultats obtenus à ce jour peuvent être certainement améliorés avec le dispositif existant.

3° - Celui-ci comporte des limitations relatives à l'utilisation d'une émission ultrasonore continue, et une caméra fonctionnant en régime pulsé serait sans aucun doute préférable.

Lorsque l'on analyse plus à fond le problème de la visualisation ultrasonore, on constate que le domaine d'étude est extrêmement vaste, et que si le principe est relativement aisé à mettre en oeuvre, les améliorations à apporter au dispositif ne peuvent avoir lieu qu'après de nombreuses études de détails touchant des disciplines assez différentes.

Enfin, les quelques exemples de travaux futurs que nous avons brièvement exposés, montrent que le champ d'application de cette technique peut être étendu à des domaines extrêmement variés.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- 1 - S. SOKOLOV - "The ultrasonic microscope" - Doklady Akademii Nauk SSSR, 64, 333 (1949).
- 2 - S. SOKOLOV - USSR. Patent n° 49 (31 August 1936) - British Patent 477 139 (1937) - US. Patent n° 2164125 (1939).
- 3 - J.E. JACOBS, H. BERGER and W.J. COLLIS - Transactions of the IEEE on ultrasonics Vol. UE 10, p. 83 (1963).
- 4 - J.E. JACOBS - Microfilm 8/23, personnel (1963).
- 5 - J.E. JACOBS, J. COLLIS, H. BERGER - Materials evaluation, p. 209 (Mai 1964).
- 6 - J.E. JACOBS. United States Patent 3236944 (22 Février 1966).
- 7 - J.E. JACOBS - Transaction of the New-York Academy of Sciences Ser II, 30, 3, 444 (1968).
- 8 - H. BERGER - Rapport ANL 6885 (Avril 1964).
- 9 - H. BERGER - Rapport ANL 7042 (Janvier 1966).
- 10 - E.E. SUCKLING and S. BEN-ZVI-IRE Transactions on ultrasonic engineering p. 56 (December 1962).
- 11 - E.E. SUCKLING and W.R. MACLEAN - J. Acoust. Soc. Am. 27, 297 (1955).
- 12 - E.E. SUCKLING and W.R. MACLEAN - J. Acoust. Soc. Am. 29, 146 (1957).
- 13 - E.E. SUCKLING and W.R. MACLEAN - The Review of Scientific Instruments 26, 1209 (1955).
- 14 - E.E. SUCKLING and W.R. MACLEAN - J. Acoust. Soc. Am. 28, 502 (1956).
- 15 - E.E. SUCKLING and S. BEN-ZVI- J. Acoust. Soc. Am. 34, 1277 (1962).
- 16 - W.R. TURNER - Ultrasonics 3, 182 (1965).
- 17 - V.G. PROKHOROV - Soviet Physics Acoustics 3, 272 (1957).
- 18 - J.B. SEMENNIKOV - Soviet Physics Acoustics 4, 72 (1958).
- 19 - J.B. SEMENNIKOV - Soviet Physics Acoustics 5, 390 (1959).
- 20 - J.B. SEMENNIKOV - Soviet Physics Acoustics 7, 65 (1961).

- 21 - W. FREITAG et MARTIN - Jenaer Jahrbuch, 228 (1958).
- 22 - G. RAGIG - Ultrasonics, p. 235 (October 1967).
- 23 - E. SCHATZER - Ultrasonics, p. 233 (October 1967).
- 24 - VITRO-LABORATORIES - Note Technique 08-101-01-1 (November 1964). Communication privée.
- 25 - C.N. SMYTH, J.F. SAYERS - The Engineer 207, 348 (1959).
- 26 - C.N. SMYTH, J.F. SAYERS - J. Acoust. Soc. Am. 31, 1540 (1959).
- 27 - C.N. SMYTH, F.Y. POYNTON, J.F. SAYERS - Proceedings of the Institute of Electrical and Electronic Engineers 110, 16 (1963).
- 28 - C.N. SMYTH, F.Y. POYNTON, J.F. SAYERS - Journal of the Institution of Electrical Engineers (London), 26 (1963).
- 29 - C.N. SMYTH - Ultrasonics 4, 15 (1966).
- 30 - J.F. SAYERS - Rapport AERE R. 4356 (1963). Harwell.
- 31 - R. KOLLATH - Physik Z. 38 (1937).
- 32 - N.R. WHETTEN and LAPONSKY - Phys. Rev. 107, 6, 1521 (1957).
- 33 - J.B. JOHNSON - Phys. Rev. 73, 1058 (1948).
- 34 - J.B. JOHNSON - Phys. Rev. 69, 693 (1946).
- 35 - R. CHAMPEIX - Physique et Technique des tubes électroniques, 160, Dunod (1960).
- 36 - M.H. BONIFAS - Bulletin de la Société Française des Electriciens (Décembre 1951).
- 37 - I. LANGMUIR - Phys. Rev. 21, 419 (April 1923)
- 38 - F. DAVOINE - Thèse Lyon (1957).
- 39 - H. BRUINING - Physics and applications of secondary electron emission (1954).
- 40 - E.J. STERNGLASS - Phys. Rev. 95, 345 (1953).
- 41 - R.J. VAN DE GRAFF - J. of Apply Physics 18, 327 (1947).
- 42 - GANICHEV et UMKIN - Soviet Physics Solid State USSR, 1, 590 (1959).
- 43 - H. JACOBS - Phys. Rev. 84, n° 5, 877 (1951).
- 44 - H. BRUINING - Physics and applications of secondary electron emission London Pergamon Press (1962).
- 45 - J.L.H. JONKER - Philips Res. 6, 372-387 (1951).
- 46 - H. JAFFE and D.A. BERLIN COURT - Proceedings of the IEEE Special issue on ultrasonics, p. 1372 (October 1965).
- 47 - T.L. MATSKEVICH - Journal de Technique Physique USSR 2, 663 (1957).

- 48 - P. PINARD - Thèse Lyon (1964).
- 49 - P. PALLUEL - CR. Ac. Sc. Paris 224 - 1492 (1947) ; 224 - 1551 (1947) ; 225 - 383 (1947).
- 50 - A.J. DEKKER et VAN DER ZIEL - Phys. Rev. 86, n° 2, 765 (1952).
- 51 - H. FROHLICH - Proc. Phys. Soc. (London) B 68, 657, 1955.
- 52 - A.J. DEKKER - Physica 22, 361 (1956).
- 53 - H.A. BETHE - Ann. Physik 5, 5, 325 (1930).
- 54 - H.W. STREITWOLF - Ann. Physik 7, 3, 197 (1959).
- 55 - A.J. DEKKER - Solid State Physics - livre Prentice Hall Inc. p. 418-443 (1968).
- 56 - P.R. THORNTON - Scanning electron microscopy, livre Chapman et Hall, London p. 106 (1968).
- 57 - O. HACHENBERG et W. BRAUER - Advances in electronic and electron-physics, vol. XI, p. 426 (1959).
- 58 - J. BRONSTEIN - Techn. Phys. USSR 13, 176 (1943).
- 59 - A.E. KADYSCHEVITZ - J. Phys. USSR 9, 431 (1945).
- 60 - H. SALOW - Z. Tech. Phys. 21, 8 (1940).
- 61 - E.M. BAROODY - Phys. Rev. 78, 780 (1950).
- 62 - R. WHIDDINGTON et D. BROWN - Nature Lond. 119, 427 (1927). Proc. Roy. Soc. Lond. A 86, 365 (1912).
- 63 - P.L. COPELAND - Phys. Rev. 58, 604 (1940).
- 64 - V.E. COSSLETT et R.N. THOMAS - Brit. J. Appl. Phys. 15, 235 (1964) ; 15, 883 (1964) ; 15, 1283 (1964).
- 65 - J.R. YOUNG - J. Appl. Phys. 28, 524 (1957) ; Phys. Rev. 103, 292 (1956).
- 66 - SIMMONS et WILLIAMS - IEEE - Transactions on nuclear Science, p. 167 (1967).
- 67 - J. MARINI - Détermination théorique du spectre énergétique des électrons secondaires (non publié).
- 68 - H.A. BETHE - Ann. Physik 5, 5, 325 (1930).
- 69 - O. HACHENBERG - Advances in electronics and electron physics, vol. XI, 455 (1959).
- 70 - F. SEITZ - Phys. Rev. 73, 549 (1948) ; 76, 1376 (1949).
- 71 - SOVOYE et HANDY - J. Appl. Phys. 38, 3245 (1967).
- 72 - R.A. LOGAN, A.G. CHYNOWETH and B.G. COHEN - Phys. Rev. 128, 2518 (1962).
- 73 - A.J. DEKKER - Physica 21, 29 (1955).
- 74 - W.S. KHOKLEY and K.M. VON VLIET - Phys. Rev. 128, 1123 (1962).
- 75 - B.F. WILLIAMS and R.E. SIMON - Phys. Rev. Lett. 18, 485 (1967).

- 76 - J.J. QUINN - Phys. Rev. 126, 1453 (1962).
- 77 - F. DAVOINE - Cours de Mécanique Quantique (INSA), Lyon (1962).
- 78 - G. APPELT - Thèse Dresde (1958).
- 79 - R.H. FOWLER, L. NORDHEIM - Proc. Roy. Soc. London Série A, Vol. 119, p. 173 (1938).
- 80 - A.M. SHROFF - Proceedings of the 4th International Congress on Microwaves Tubes La Haye (September 1963).
- 81 - A.M. SHROFF - Annales de Radioélectricité, p. 3, Tome XXIII, n° 91, Janvier (1968).
- 82 - N.R. WHETTEN and A.B. LAPONSKY - Phys. Rev. 107, 1521 (1957).
- 83 - D. DOBISCHEK, H. JACOBS, J. FREELY - Phys. Rev. Vol. 91, n° 4, p. 804 (1953).
- 84 - GUILLAUD - Thèse Lyon (1959).
- 85 - SHURMANN et KUNDT - Z. f. Phys. 120, 363 (1943).
- 86 - T.M. PROCTOR - Phys. Rev. 116, 1436-1440 (1959).
- 87 - F.X. RIZZO, A.C. MULLER and M.S. ZUCKER - Proceedings of the 11th Conference on hot laboratories and equipment (New York) (1963).
- 88 - J. MARINI - Diplôme d'Etudes Supérieures de Sciences Physiques Lyon (1967).
- 89 - J. MARINI, Y. BROUDIN - Note Technique C.E.A. DM-T-501-N, Février 1967.
- 90 - J. MARINI - Conférence prononcée au 12^e Colloque de Métallurgie Saclay (Juin 1968). - Conférence prononcée au Colloque Sofranel, Paris (Septembre 1968).
- 91 - T.H. TARNOCZY - Proc. 3rd International Conf. on Aconstics Stuttgart (1959), Elsevier (1961)
- 92 - D.S. CRASYUK, P.K. OSHCHEPKOV, L.D. ROZENBERG, Yu SEMENNIKOV - Soviet Physics Acoustics, Vol. 11; n° 4, 376 (1966).
- 93 - J. MARINI - Note technique C.E.A. DM-T-529-N, 6 Novembre (1967), Rapport semestriel C.E.A. STA n° 12 (1969).
- 94 - K. VON HARTWIG - Acustica Vol. 9, 109 (1959).
- 95 - J. MARINI - Note technique CEA DM-T-550-N (1969).
- 96 - J. MARINI - Note technique CEA DM-T-547-N (1968).
- 97 - J. MARINI - Note technique CEA DM-T-553-N (1969).
- 98 - J. MARINI, M. ROULE - Rapport Semestriel CEA STA n° 8, p. 129 (1966).
- 99 - J. MARINI, M. ROULE - Rapport Semestriel CEA STA n° 9 (1967).
- 100 - J. MARINI, M. ROULE - Rapport Semestriel n° 9, p. 75 (1967).
- 101 - J. MARINI, M. ROULE - Note technique DM-T-528-N (Janvier 1968).

- 102 - J. MARINI, M. ROULE BIST CEA 135, 49 mars (1969)
- 103 - J. MARINI - Conférence prononcée au 12^e Colloque de Métallurgie, Saclay (Juin 1968).
- 104 - J. MARINI, M. ROULE - Compte-rendu d'essai CEA DM-T-ECS-66-54 (Février 1966).
- 105 - J. MARINI, M. ROULE - Rapport Semestriel CEA-STA n° 8, p. 121 (1966)
- 106 - J. MARINI, G. FERENCZI - Rapport Semestriel CEA-STA n° 6 (1964).
- 107 - J. MARINI, M. ROULE - Rapport Semestriel CEA-STA n° 9, p. 69 (1967).
- 108 - J. MARINI, M. ROULE - Rapport Semestriel CEA-STA n° 12 (1969).
- 109 - P. GRIVET - Optique Electronique, tome II, livre Bordas, p. 32 (1958).
- 110 - G. FARGES, J. MARINI - Note technique CEA DM-T-ECS (1968). - Rapport Semestriel CEA-STA n° 12 (1969).
- 111 - G. FARGES, J. MARINI - Note technique CEA-DM-T-ECS (1968).
- 112 - J. MARINI, M. ROULE - Rapport Semestriel CEA STA n° 12 (1969).
- 113 - J.F. SAYERS - Rev. Sci. Inst. 37, n° 6, p. 203 (1960)
- 114 - J. KRAUTKRAMER - Werkstoff prüfung mit ultraschall. Springer Verlag, livre (1961).

Manuscrit reçu le 29 juillet 1969

TABLE DES MATIERES

- INTRODUCTION

PREMIERE PARTIE

EMISSION SECONDAIRE DES ISOLANTS ET MISE AU POINT D'UN DISPOSITIF DE MESURE ADAPTE A L'ETUDE DE CES MATERIAUX

- CHAPITRE I - Comportement d'une cible isolante sous l'impact d'un faisceau d'électrons.
- CHAPITRE II - Influence de la charge d'espace dans les mesures d'émission secondaire.
- CHAPITRE III - Influence des électrons rétrodiffusés et rediffusés d'énergie élevée sur les mesures d'émission secondaire
- CHAPITRE IV - Mise au point d'un montage de mesure pour matériaux isolants.

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DES MATERIAUX PIEZOELECTRIQUES

- CHAPITRE I - Etude expérimentale de l'émission secondaire de quelques substances piézoélectriques.
- CHAPITRE II - Interprétations théoriques - Phénomènes d'émission secondaire - Etude qualitative.
- CHAPITRE III - Interprétations théoriques - Théorie élémentaire du spectre énergétique des secondaires émis.
- CHAPITRE IV - Explications proposées pour interpréter les phénomènes observés.

TROISIEME PARTIE

TRANSFORMATION DES IMAGES ACOUSTIQUES EN IMAGES LUMINEUSES - ETUDE THEORIQUE

- CHAPITRE I - Formation de l'image acoustique
- CHAPITRE II - Calcul de la transconductance de la caméra
- CHAPITRE III - Calcul du gain du tube et détermination d'un schéma électrique équivalent à la caméra
- CHAPITRE IV - Calcul de la sensibilité du tube - Pression minimum détectable

QUATRIEME PARTIE

APPAREIL CONSTRUIT ET RESULTATS

- CHAPITRE I - Description des réalisations
- CHAPITRE II - Résultats obtenus et études futures
- CONCLUSION

FIN