

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
SPECIALITE: PHYSIQUE DES GAZ ET DES PLASMAS

par

SYLVAIN LAUBE

SUJET:

Exoélectrons

et

amorçage de décharges électriques.

soutenue le 23 Juin 1992 devant la commission d'examen

M. D. BLANG
M. C. BOIZIAU
M. E. MARODE
M. A. AGNERAY
M. A. BOUISSY
M. M. FITAIRE
M. A. TALSKY



Président
Rapporteur
Rapporteur

Merci pour ton soutien.
Je n'oublierai jamais.

Sylvain

A mes parents...

REMERCIEMENTS.

Je voudrais tout d'abord exprimer mes plus vifs remerciements à D. Blanc d'avoir accepté la présidence de ce jury de thèse.

Mes remerciements s'adresse ensuite plus particulièrement à :

C. Boiziau pour ses remarques particulièrement pertinentes et les discussions fructueuses que nous avons eues et qui a bien voulu cautionner ce travail.

E. Marode qui a accepté d'assumer la lourde tâche de rapporteur et pour ses critiques particulièrement constructives.

A. Agneray, pour l'attention qu'il a bien voulu porter à ce sujet de recherche.

A. Bouyssy, qui a accepté de sacrifier une partie de son temps et de faire partie de ce jury,

A. Talsky, pour ses conseils, son aide, sa gentillesse et son accueil lors de mon séjour dans son laboratoire, à Brno.

mon directeur de thèse, M. Fitaire, pour m'avoir accueilli dans son équipe et pour l'attention et le soutien qu'il m'a apportés pour mener à bien ce travail.

Toute la partie expérimentale n'aurait pu exister sans l'aide, la compétence et le dévouement E. Leduc, qu'il en soit très sincèrement remercié.

Je voudrais aussi remercier tout le personnel de l'atelier et du bureau d'étude pour leur savoir-faire et leur disponibilité.

Enfin, j'exprime ma plus grande gratitude à tous ceux qui m'ont aidé, soutenu, qu'ils me pardonnent de ne pas les citer nommément, la liste est longue.

TABLE DES MATIERES

Introduction.	1
Chapitre I. Amorçage d'une décharge électrique.	4
A. Description macroscopique de l'amorçage.	4
A.1. Les sources d'électrons.	4
A.2. Ionisation dans un champ électrique uniforme.	6
A.3. Emission électronique secondaire.	8
A.4. Critère d'amorçage.	11
B. Description probabiliste de l'amorçage d'une décharge à basse pression.	13
B.1. Définitions et conditions d'études.	13
B.1.1. Définitions.	13
B.1.2. Conditions d'études.	16
B.2. Calcul de la distribution de la taille de l'avalanche.	18
B.3. Probabilité d'amorçage.	21
B.4. Grandeurs caractéristiques de l'amorçage.	25
B.4.1. Tension d'amorçage.	25
B.4.2. Temps de retard à l'amorçage.	31
B.4.2.a. Calcul du temps de retard statistique.	32
B.4.2.b. Calcul du temps de formation.	34
C. Validité du modèle et améliorations possibles.	37
C.1. Discussion.	37
C.2. Amélioration du modèle.	38

Chapitre II. Description des appareillages de mesures. 45

A. Pseudo-cathodes: épaisseur de l'ordre de 100 μm .	45
A.1. Emission électronique du diélectrique.	45
A.1.1. Les systèmes de détections.	47
A.1.1.a. Le système de détection des électrons.	48
A.1.1.b. Le système de détection des photons UV.	49
A.1.2. Le système d'acquisition.	49
A.1.3. Principe d'une mesure.	51
A.2. Etude de l'influence de la source d'électrons sur la tension d'amorçage d'une décharge.	53
A.2.1. Dispositif expérimental.	53
A.2.2. Pilotage des tensions.	56
A.2.3. Acquisition des données.	59
A.2.4. Principe d'une mesure.	59
B. Système MIM (Métal-Isolant-Métal): épaisseur de diélectrique de l'ordre de 100 Å.	60
B.1. Description des échantillons.	60
B.2. Etude de l'émission électronique.	60
B.2.1. Description de l'appareillage.	60
B.2.2. Principe d'une mesure.	63
B.3. Etude de l'influence du MIM sur la tension d'amorçage.	
B.3.1. Description de l'appareillage.	63
B.3.2. Principe d'une mesure.	63

Chapitre III. Résultats expérimentaux. 65

A. Etude de l'émission électronique.	65
A.1. Pseudo-cathode (épaisseur de l'ordre de 100 μm).	65
A.1.1. Régime I.	66

A.1.1.a. Emission pendant l'application du champ E.	66
A.1.1.b. Après la coupure du champ E.	75
A.1.1.c. Emission photonique.	75
A.1.2. Régime II.	78
A.1.3. Régime III.	82
A.2. Systèmes MIM (épaisseur de l'ordre de 100 Å).	84
A.2.1. Caractéristiques Volt-Ampère.	84
A.2.2. Le courant d'émission I_e d'un MIM.	84
B. Influence des sources d'électrons sur la tension d'amorçage.	86
B.1. Première source: pseudo-cathode.	86
B.1.1. Influence de V_c .	87
B.1.2. Influence de T_1 .	90
B.2. Seconde source: MIM.	92
Chapitre IV. Conclusion.	99
A. Bilan.	99
A.1. Emission électronique.	99
A.2. Influence des sources d'électrons étudiées sur le tension d'amorçage d'une décharge électrique.	100
B. Perspectives d'études et applications.	101
B.1. Recherche fondamentale.	101
B.2. Applications industrielles.	102
Annexe. Comportement asymptotique de la probabilité d'extinction.	103
Références bibliographiques.	105

INTRODUCTION

OBJECTIFS DE LA RECHERCHE.

Le sujet de cette recherche résulte d'une réflexion initiale sur les conditions d'amorçage des décharges électriques, et, en particulier, de celles des éclateurs de protection téléphonique.

La présence d'électrons dans un gaz constitue une condition *sine qua non* pour qu'une décharge électrique puisse y être amorcée. On présente généralement ces électrons germes comme résultant de causes naturelles; cependant leur taux de création d'une dizaine par seconde et par cm^3 appliqué au volume d'un éclateur (quelques mm^3) à la pression d'une centaine de Torr ne peut expliquer convenablement les propriétés d'amorçage de celui-ci. Il a été observé que la perle de verre qui isole les deux électrodes d'un éclateur joue probablement un rôle important pour fixer les performances d'allumage, en particulier le temps de retard à l'amorçage de celui-ci. Ceci a semblé indiquer que le verre soumis à un champ électrique peut constituer une source d'électrons et, par extension, qu'un quelconque diélectrique pourrait jouer le même rôle.

L'étude qui est ici présentée vérifie cette hypothèse, au moins pour deux diélectriques utilisés industriellement (Téflon et Kapton); elle montre également le parti qui peut-être tiré d'une telle émission, tant dans le domaine des décharges électriques que dans celui de leurs applications. Les électrons émis dans de telles conditions seront appelés exoélectrons, reprenant ainsi la terminologie adoptée pour désigner l'émission électronique stimulée par un bombardement de la surface d'un solide par des ions, des électrons, des photons ultra-violets, etc...

Il a en outre été observé de longue date qu'il est généralement plus aisé de rallumer une décharge que de l'allumer, au moins dans un intervalle de temps de quelques minutes entre deux phases de fonctionnement. Un phénomène de mémoire du diélectrique qui continue à émettre des électrons lorsque le champ électrique appliqué est supprimé fournit un élément d'explication de cette observation expérimentale. La présence de matériaux diélectriques étant inévitables dans les dispositifs électriques, on conçoit que les phénomènes étudiés ici puissent jouer un rôle très important pour fixer la tension de claquage de ces dispositifs, ce point concernant tout autant ceux qui fonctionnent à la pression atmosphérique qu'à pression réduite.

L'étude qui est ici présentée s'articule en trois parties. Dans la première, nous avons cherché à analyser les grandeurs caractéristiques fixant les conditions de l'allumage d'une décharge électrique, c'est-à-dire la tension d'amorçage et le temps de retard statistique entre l'instant où est appliqué le champ électrique et celui où se produit cet amorçage. Un modèle probabiliste a permis de montrer le rôle joué par les électrons dans l'amorçage ainsi que leur influence sur les grandeurs caractéristiques. Ce cadre théorique étant précisé, une première série d'études a été effectuée sur des échantillons diélectriques de différentes épaisseurs : 100 μm (Téflon et Kapton) et 100 Å (alumine). Cela a permis 1) de vérifier que ces diélectriques émettent des électrons lorsqu'ils sont soumis à des champs électriques élevés (supérieurs à 10^7 V/m), 2) de déterminer certains paramètres importants intervenant dans le phénomène d'émission (le temps, le champ électrique). Les diélectriques étudiés ont été volontairement choisis pour retrouver des conditions proches de la pratique courante; produits industriellement, ils comportent évidemment beaucoup de défauts internes et de surface qui compliquent l'interprétation des résultats.

Une deuxième étude a montré que les deux types de sources d'électrons étudiées permettent un abaissement de la tension

d'amorçage d'une décharge électrique à basse pression. La deuxième partie de cette thèse décrit les différents appareillages de mesure qui ont été mis au point. La troisième explicite les résultats expérimentaux et montre que le modèle utilisé dans la partie théorique est cohérent avec les mesures des tensions d'amorçage; en ce qui concerne l'émission électronique, nous avançons une explication possible d'un tel phénomène.

La conclusion de ce travail nous permet de mettre en évidence les différentes applications industrielles possibles; elle montre que ce sujet est générateur d'un nombre important de questions nouvelles dont l'étude doit être menée en collaboration avec des physiciens du solide ainsi qu'avec des polyméristes. L'étude du retard statistique à l'amorçage en fonction des données du problème reste également un sujet d'intérêt pour ce qui concerne, tout particulièrement, les dispositifs de protection électrique et, alors, de façon essentielle, de protection du matériel informatique.

A. Description macroscopique de l'amorçage d'une décharge électrique à faible pression.

Lorsqu'une différence de potentiel V est appliquée entre deux électrodes disposées dans un gaz, celui-ci se comporte comme un isolant tant que V ne dépasse pas une valeur seuil V_{seuil} appelée tension d'amorçage. Cette tension dépend d'un grand nombre de paramètres (nature et pression du gaz, matériau des électrodes,...).

En général, si la tension appliquée dépasse V_{seuil} , on observe que le gaz devient conducteur, que le courant qui le traverse augmente et qu'une "décharge électrique" s'établit. La tension de fonctionnement de cette décharge dépend des caractéristiques du circuit électrique d'alimentation .

Le problème est de décrire l'ionisation du gaz à partir de quelques électrons germes et ceci en termes de processus collisionnels électroniques avec les particules du gaz et de processus d'émission électronique secondaire par la cathode.

A.1 Les sources d'électrons.

S'il n'existe pas d'électrons dans le gaz au moment où le champ électrique est appliqué, il n'y a aucune chance que l'amorçage se produise. Il faut donc disposer de sources pour créer ces électrons germes; citons:

(i) l'ionisation du gaz due aux causes naturelles (rayonnement cosmique, ultra-violet, matériaux radioactifs) qui représente un taux de création d'environ $10 \text{ e}^-/\text{cm}^3\text{s}$ à la pression atmosphérique [1]

(ii) une lampe à ultra-violet (UV) qui peut créer une émission électronique cathodique par effet photoélectrique.

(iii) un métal porté à haute température (émission thermoionique): la densité de courant J d'émission est régie par une loi du type

$$J = A T^{\beta} \exp(-\phi/kT) \quad (\text{A.1.1})$$

où $\beta = \frac{1}{2}$ (Richardson) ou bien $\beta = 2$ (Richardson et Dushman); A est une constante ayant la dimension d'une densité de courant, k est la constante de Boltzmann et ϕ le travail de sortie du métal à la température absolue T [2]

(iv) un fort champ électrique E qui abaisse la barrière de potentiel ϕ d'un métal à une nouvelle valeur ϕ' est telle que (dans le système c.g.s):

$$\phi' = \phi - e^{3/2} E^{1/2} \quad (\text{A.1.2})$$

et donne une densité de courant d'émission J_s (émission Schottky) décrite par la loi:

$$J_s = AT^2 \exp\left[(-\phi + e^{3/2} E^{1/2})/kT\right], \quad (\text{A.5.3})$$

relation valable sur une large échelle de températures et pour les champs supérieurs à 10^8 V/m [3].

(v) une émission électronique importante obtenue lorsqu'on applique un champ E de forte intensité et qui n'est pas décrite par la formule de Schottky.

Fowler et Nordheim ont montré que les électrons peuvent passer la barrière de potentiel ϕ par effet tunnel et que la densité de courant d'émission J_{FN} répond à la loi suivante:

$$J_{FN} = AE^2 \exp(-B/E), \quad (\text{A.1.4})$$

où A est une constante qui dépend de ϕ et de l'énergie de Fermi ϵ_F et B, une constante qui dépend de ϕ [3]. Cette formule requiert des champs électriques de l'ordre de 10^9 à 10^{10} V/m.

A.2 Ionisation dans un champ électrique uniforme.

On suppose que la cathode se trouve à $x = 0$ et l'anode à $x=d$, l'axe des x étant dans la direction du champ électrique supposé uniforme. Un électron accéléré dans ce champ ionise par collision les neutres du gaz. Les deux électrons résultant d'une de ces collisions provoquent d'autres collisions ionisantes amenant à un phénomène de multiplication appelé avalanche électronique. Ce phénomène est caractérisé macroscopiquement par le coefficient d'ionisation α (appelé aussi premier coefficient de Townsend). α représente le nombre moyen d'ionisations produites par un électron qui parcourt dx dans le gaz ($1/\alpha$ est donc le libre parcours moyen entre deux collisions ionisantes). En outre, il est possible de montrer que αdx représente la probabilité que se produise une ionisation lorsqu'un électron parcourt dx .

Soit $P(x)$ la probabilité que l'électron ne provoque aucune collision ionisante entre 0 et x . Si on suppose que la probabilité qu'une ionisation se produise lorsque l'électron parcourt dx est de la forme αdx , alors de l'équation suivante:

$$P(x + dx) = (1 - \alpha dx) P(x) \quad (\text{A.2.1})$$

on déduit l'équation différentielle:

$$\frac{dP}{dx} = - \alpha P. \quad (\text{A.2.2})$$

qui a pour solution $P(x) = e^{-\alpha x}$. La probabilité que la collision se produise entre 0 et x est donc $1-P(x)$ et la

densité de probabilité $\rho(x)$ est ae^{-ax} . La distance moyenne $\bar{\ell}$ entre deux collisions étant donnée par:

$$\bar{\ell} = \int_0^{\infty} x\rho(x)dx, \quad (\text{A.2.3})$$

on trouve $\bar{\ell} = 1/a$. Par définition $1/\alpha = \bar{\ell}$ et donc $a = \alpha$.

Pour pouvoir ioniser à nouveau, un électron doit parcourir dans la direction du champ un trajet s de l'ordre de U_i/E (U_i représente le potentiel d'ionisation des neutres). Pour considérer la probabilité d'ionisation comme indépendante du chemin parcouru depuis la dernière ionisation, s doit être petit devant la longueur moyenne d'ionisation $1/\alpha$; il faut:

$$E/\alpha \gg U_i. \quad (\text{A.2.4})$$

Dans la plupart des cas, le rapport α/p (où p représente la pression du gaz) est une fonction du champ réduit c'est-à-dire:

$$\alpha/p = f(E/p). \quad (\text{A.2.5})$$

Il est possible de calculer α [4] à partir de la relation suivante correspondant à un processus collisionnel à deux corps:

$$\alpha = n W^{-1} \int_0^{\infty} v\sigma(v)f(v)dv. \quad (\text{A.2.6})$$

dans laquelle W représente la vitesse moyenne de dérive des électrons, n la densité des neutres du gaz, $f(v)$ la fonction de distribution des vitesses v et $\sigma(v)$ la section efficace d'ionisation.

Par ailleurs, il existe une formule empirique (formule de von Engel et Steenbeck) valable dans une région de valeurs de E/p [5]:

$$\alpha/p = A \exp\left[- B/(E/p) \right]. \quad (\text{A.2.7})$$

Le nombre moyen $n(x)$ d'électrons à la distance x de la cathode répond à l'équation :

$$dn = \alpha n dx. \quad (\text{A.2.8})$$

Si n_0 électrons initiaux se trouvent à $x = 0$, on obtient :

$$n(x) = n_0 \exp(\alpha x), \quad (\text{A.2.9})$$

d'où est déduit le nombre moyen N^+ d'ions créés entre 0 et x :

$$N^+(x) = n_0 \left(\exp(\alpha x) - 1 \right). \quad (\text{A.2.10})$$

Une fois les électrons de l'avalanche collectés par l'anode, de nouveaux électrons libres doivent être générés pour que la décharge s'entretienne. Ceux-ci sont produits par des processus d'émissions secondaires à la surface de la cathode et dans le gaz causés par l'avalanche.

A.3 Emission électronique secondaire.

Les principaux facteurs d'émission sont l'effet photo-électrique et les collisions des ions et neutres sur la cathode.

(i) *Effet photo-électrique.*

Par collision inélastique, les électrons peuvent exciter

les neutres du gaz sur des niveaux radiatifs , qui, lorsqu'ils retombent dans leur état fondamental émettent un photon de fréquence ν . Si ce photon atteint la cathode, avec une énergie $E=h\nu$ supérieure au travail de sortie ϕ du métal qui la constitue, un électron peut en être éjecté avec une énergie cinétique $h\nu-\phi$.

Cette émission secondaire dépend donc du nombre d'électrons dans le gaz et est caractérisée par $w_\nu dx$ qui représente le nombre moyen d'électrons secondaires émis par la cathode par effet photo-électrique lorsque un électron primaire parcourt la distance dx .

Un processus de photoionisation du gaz est également possible; il est caractérisé par le coefficient w'_ν .

(ii) Neutralisation des ions sur la cathode.

Chaque ion produit par l'avalanche électronique dérive dans le champ électrique pour se neutraliser sur la cathode. Le processus de neutralisation par émission Auger à deux électrons est prédominant dans un grand nombre de situations [6] [7]. La figure I.A.1 schématise le processus. La proximité de l'ion provoque un abaissement de la barrière de potentiel; un électron peut alors neutraliser l'ion. L'énergie restante permet d'éjecter un électron supplémentaire de la bande de conduction avec une énergie cinétique E_c telle que $E_c = E_i - \alpha - \beta$. L'énergie cinétique maximale de l'électron éjecté vaut donc $E_i - 2\phi$.

On désigne par γ (second coefficient de Townsend) le nombre moyen d'électrons arrachés à la cathode par un ion positif (γ représente aussi la probabilité qu'un ion crée un électron secondaire à la cathode). Une émission électronique peut être également provoquée par la collision d'un métastable sur la cathode si son énergie potentielle est suffisamment grande; on caractérisera ce processus par w_m .

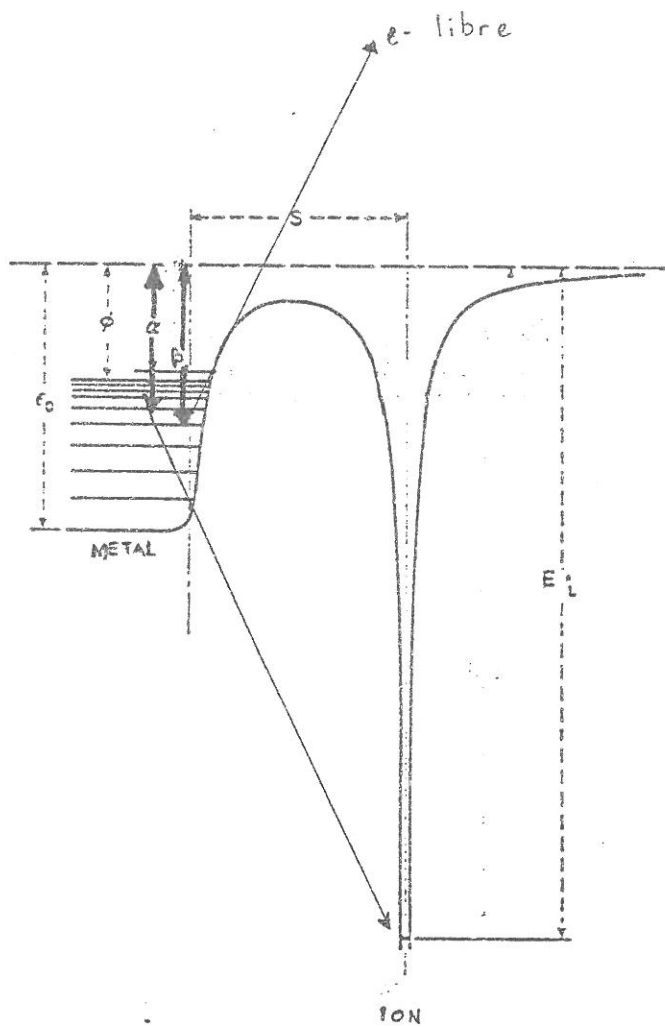


Fig.I.A.1. Emission Auger d'un électron libre dans le vide par un processus de neutralisation d'un ion.

E_i : Energie d'ionisation de l'atome.

ϕ : Travail de sortie.

$\epsilon_o = \phi + \epsilon_F$, où ϵ_F est l'énergie de Fermi.

s : distance entre la surface et l'ion.

Dans le cas général, on définit un coefficient global de création d'électrons secondaires ω tel que

$$\omega = \gamma\alpha + w_m + w_\nu + w'_\nu. \quad (\text{A.3.1})$$

ωdx représente ainsi le nombre total d'électrons secondaires créés lorsqu'un électron primaire parcourt la distance dx . Lorsque la pression du gaz est faible, le processus d'émission par neutralisation des ions prédomine celui résultant de l'effet photoélectrique [8].

A.4 Critère d'amorçage.

Il est possible de calculer le courant électronique moyen à l'anode. Soient $I_+(x)$ et $I_-(x)$ respectivement le courant ionique et électronique à la position x et supposons qu'il existe un courant initial I_0 à $x = 0$ (par effet photoélectrique, par exemple).

Les conditions aux limites sont les suivantes:

$$I_+(d) = 0 \quad \text{et} \quad I_-(0) = I_0 + \frac{\omega}{\alpha} I_+(0) \quad (\text{A.4.1})$$

En outre:

$$I_+(0) = \int_0^d I_-(x) \alpha dx \quad (\text{A.4.2})$$

et

$$\frac{dI}{dx} = \alpha I_-. \quad (\text{A.4.3})$$

En résolvant l'équation A.4.3 et en injectant la solution $I_-(x) = I_-(0) e^{\alpha x}$ dans l'intégrale A.4.2, on trouve que

$$I_+(0) \left(1 - \frac{\omega}{\alpha} (e^{\alpha d} - 1) \right) = I_0 (e^{\alpha d} - 1). \quad (\text{A.4.4})$$

D'où est déduit que

$$I_-(0) = \frac{I_0}{1 - (\omega/\alpha)(e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{A.4.5})$$

avec un courant à l'anode qui vaut:

$$I_-(d) = I_-(0)e^{\alpha d}. \quad (\text{A.4.6})$$

On remarque que si $\left(1 - \frac{\omega}{\alpha}(e^{\alpha d} - 1)\right)$ tend vers 0 alors $I_-(d)$ tend vers $+\infty$; ceci définit un critère d'amorçage (appelé critère de Townsend).

Dans le cas où la pression est faible ($\omega/\alpha \neq \gamma$), le critère devient:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (\text{A.4.7})$$

L'interprétation physique de ce critère est la suivante: supposons qu'un électron initial quitte la cathode; pour l'entretien du processus, celui-ci doit être remplacé par au moins un électron, $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$, et on doit avoir $\gamma(e^{\alpha d} - 1) > 1$ pour que le courant augmente.

B. Description probabiliste de l'amorçage d'une décharge à basse pression.

La description de l'amorçage dans le paragraphe précédent ne tient pas compte des fluctuations des différentes grandeurs et utilise des coefficients qui sont des valeurs moyennes, tels que par exemple la taille d'une avalanche créée à partir d'un électron initial. Or, lorsque des mesures (tension d'amorçage, temps de retard à l'amorçage,...) sont effectuées, on s'aperçoit qu'il existe une dispersion des résultats due au caractère aléatoire de la présence des électrons germes dans le gaz, des collisions ionisantes, de l'émission secondaire. Il est donc en fait nécessaire d'adopter une description probabiliste de l'amorçage afin de définir correctement les grandeurs caractéristiques (cette description s'inspire principalement des travaux de W. Legler [11] et R.A. Wijsman [12]).

B.1 Définitions et conditions d'étude.

Il est nécessaire de commencer par définir convenablement et avec le moins d'ambiguïté possible, les "objets" qui vont être utilisés dans la suite ainsi que les hypothèses physiques sur lesquelles repose ce modèle.

B.1.1 Définitions:

Définition 1: Une avalanche résulte de la multiplication électronique due aux collisions ionisantes entre neutres et électrons accélérés par un champ électrique (cf A.2). Cette avalanche est issue d'un électron initial.

Définition 2: La taille $n(x)$ de l'avalanche représente le nombre d'électrons libres générés par l'avalanche et présents à l'abscisse x .

L'amorçage d'une décharge peut être considéré comme une suite infinie d'avalanches; ceci amène à introduire les notions de génération et de chaîne d'avalanches.

Supposons qu'un électron initial se situe au voisinage de la surface de la cathode (on ne se préoccupe pas des raisons qui peuvent expliquer sa présence à cet endroit); ce cas de figure correspond aux deux sources d'électrons qui sont étudiées dans les chapitres suivants. Cet électron crée une avalanche électronique qui, par "rétroaction" (neutralisation des ions ,etc...), produit k_2 électrons secondaires: il s'agit de la première génération. Ces k_2 électrons créent k_2 avalanches qui produisent k_3 électrons secondaires: seconde génération, etc...

On peut donc décrire l'amorçage d'une décharge électrique comme une suite de générations d'avalanches.

Pour simplifier la description, on considère que les ions créés par l'avalanche issue d'un électron initial arrivent en moyenne au temps τ à la cathode (et par conséquent les k_2 électrons de la seconde génération sont émis au même instant τ , les k_3 électrons de la troisième génération à 2τ , etc...); ceci signifie implicitement que la majorité des électrons et des ions sont créés au même endroit (c'est-à-dire près de l'anode). Ce modèle n'est pas trop éloigné de la réalité: la figure I.B.1 qui donne, en fonction de la distance réduite x/d , l'évolution du rapport du nombre N d'électrons générés entre 0 et x au nombre moyen N_{\max} d'électrons générés entre 0 et d , le montre bien. A $x/d=0.9$, le nombre d'électrons ne représente que 14 % du nombre total en $x/d=1$.

Définition 3: Une génération i est caractérisée par le nombre k_i d'électrons secondaires présents à la surface de la cathode à la naissance de la génération. Les k_i électrons sont les "descendants" de la génération précédente $i-1$ et les "parents" des k_{i+1} électrons de la génération suivante $i+1$. L'intervalle entre deux générations est τ .

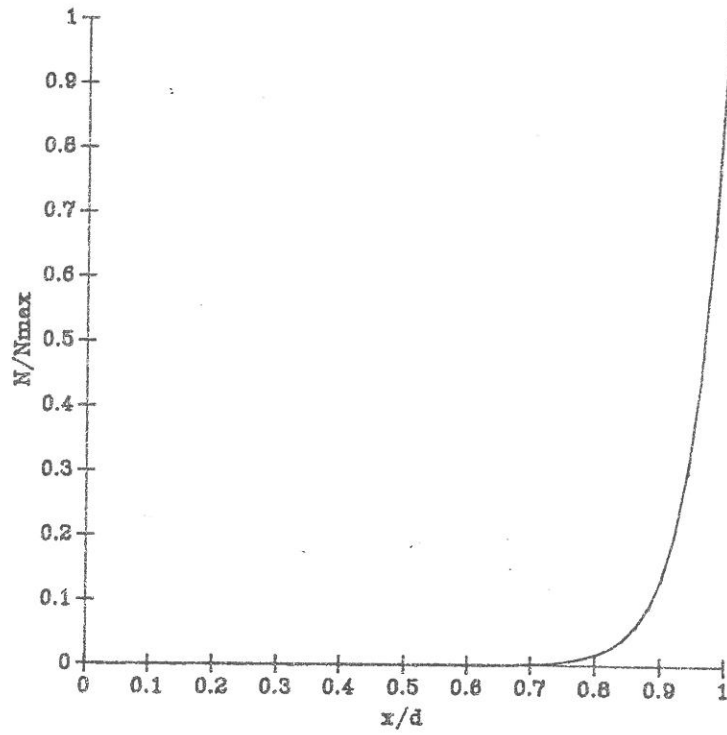


Fig.I.B.1. N/N_{\max} en fonction de x/d .
 $N_{\max} = e^{\alpha d}$, avec $\alpha = 2 \text{ cm}^{-1}$ et $d = 10 \text{ cm}$.

Définition 4: Une chaîne d'avalanches est une suite de m générations d'avalanches issues d'un électron initial.

Le modèle utilisé discrétise donc les processus étudiés et l'amorçage est considéré comme étant une suite de générations qui naissent à intervalles réguliers τ ; la figure I.B.2 schématise un tel processus.

B.1.2 Conditions d'étude.

Moyennant certaines hypothèses, il est possible de calculer la probabilité $p(n,x)$ qu'un électron produise une avalanche de n électrons à une distance x de la cathode, dans la direction du champ. Ces hypothèses sont les suivantes:

1) Le champ électrique n'est pas perturbé par la charge d'espace. Dans ce cas, la probabilité d'ionisation d'un électron est indépendante des autres électrons. Cette condition limite donc la taille maximale de l'avalanche à 10^6 [9].

2) La probabilité αdx (qu'un électron produise en parcourant le chemin dx un électron supplémentaire par collision ionisante) ne dépend que de la valeur du champ électrique et est indépendante des collisions précédentes.

3) On considère, en outre, que seuls les ions jouent un rôle dans l'émission électronique secondaire. La probabilité qu'un ion libère plus d'un électron est faible. Si on suppose qu'elle est nulle, alors on peut appeler γ la probabilité d'émission sous l'impact d'un ion contre la cathode; c'est le second coefficient de Townsend.

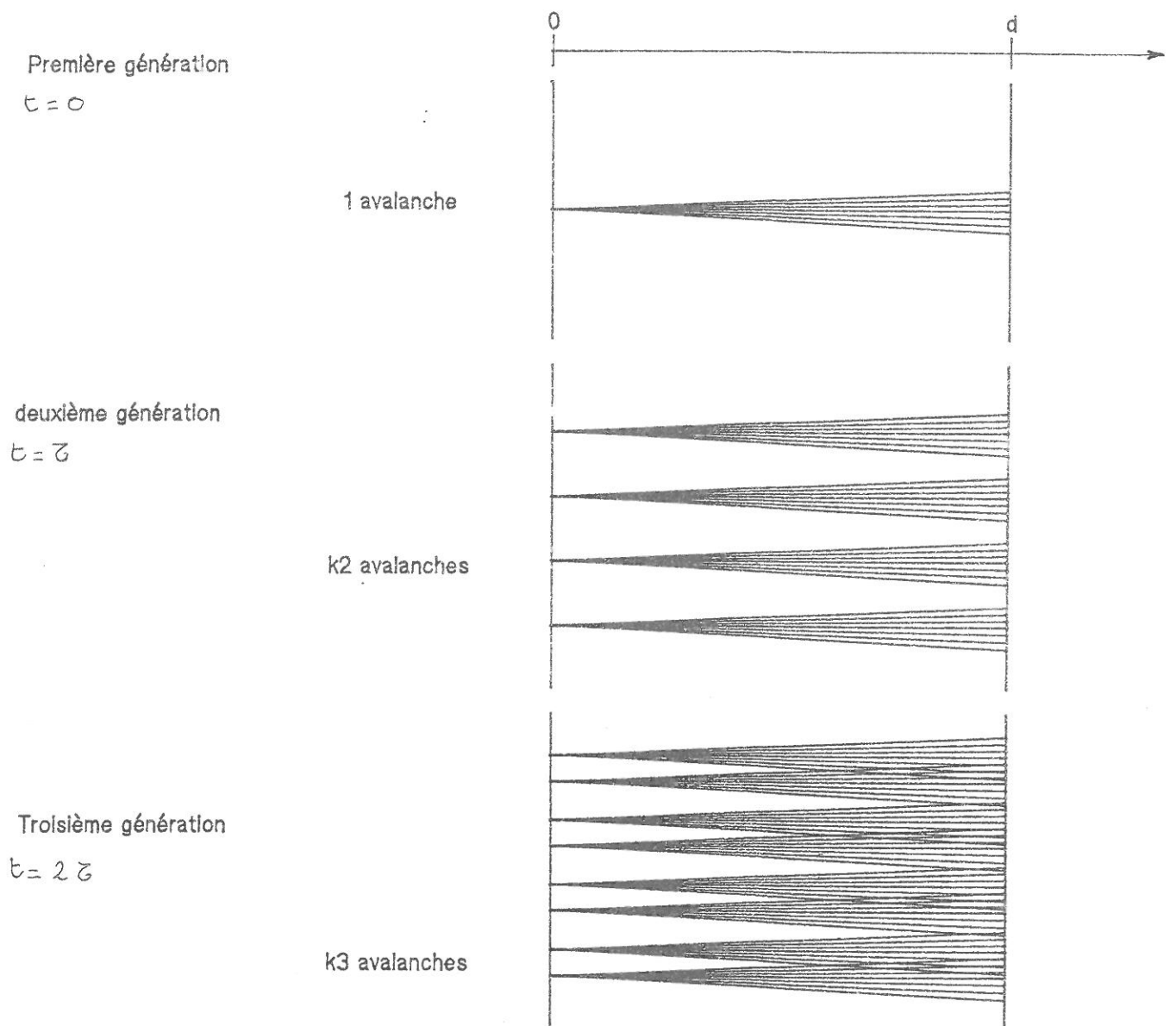


Fig.I.B.2. Schématisation des premières générations d'avalanches de l'amorçage.

B.2 Calcul de la distribution de la taille de l'avalanche.

Soit $p(n,x)$ la probabilité qu'un électron initial produise une avalanche de taille n en parcourant la distance x dans la direction du champ.

Pour obtenir une avalanche de n électrons à la distance $x+dx$, il existe deux possibilités qui s'excluent mutuellement.

Dans un premier cas, l'électron parcourt la distance dx sans ioniser avec la probabilité $(1 - \alpha dx)$ et conduit ensuite à une avalanche de n électrons à la distance x avec une probabilité $p(n,x)$. Dans l'autre cas, l'électron produit un deuxième électron entre 0 et dx avec une probabilité αdx . Sur la distance x , un des électrons produit une avalanche de k électrons, tandis que l'autre électron donne une seconde avalanche de $n-k$ électrons. La probabilité que les deux électrons donnent en tout, à la distance x deux avalanches de n électrons est donc:

$$\sum_{k=1}^{n-1} p(k,x) \cdot p(n-k,x). \quad (\text{B.2.1})$$

On en déduit:

$$p(n,x+dx) = (1-\alpha \cdot dx) \cdot p(n,x) + \alpha \cdot dx \sum_{k=1}^{n-1} p(k,x) \cdot p(n-k,x). \quad (\text{B.2.2})$$

ou bien

$$-\frac{d}{dx} p(n,x) = -\alpha p(n,x) + \alpha \sum_{k=1}^{n-1} p(k,x) \cdot p(n-k,x). \quad (\text{B.2.3})$$

Pour calculer la solution de ce système d'équations différentielles, on introduit la fonction génératrice:

$$V(z,x) = \sum_n p(n,x) z^n. \quad (\text{B.2.4})$$

où z est une variable complexe telle que $|z| < 1$. De (B.2.3),

on déduit alors l'équation différentielle:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \alpha V(V - 1). \quad (\text{B.2.5})$$

Avec les conditions initiales $p(1,0) = 1$, $p(n,0) = 0$ pour $n \neq 1$, c'est-à-dire $V(z,0) = z$, la solution de ce type d'équation est donnée dans [13]:

$$V(z,x) = \frac{1}{\bar{n}(x)} \frac{z}{1 - (1 - 1/n)z} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\bar{n}(x)} \left(1 - \frac{1}{\bar{n}(x)}\right)^{n-1} z^n \quad (\text{B.2.6})$$

où $\bar{n}(x) = \exp(\alpha x)$.

En comparant B.2.4 et B.2.6, on obtient la distribution:

$$p(n,x) = \frac{1}{\bar{n}(x)} \left(1 - \frac{1}{\bar{n}(x)}\right)^{n-1} \quad (\text{B.2.7})$$

Il est maintenant possible de calculer la taille moyenne $n(x)_{\text{moyen}}$:

$$n(x)_{\text{moyen}} = \sum_{n=1}^{+\infty} n p(n,x) . \quad (\text{B.2.8})$$

En utilisant la relation B.2.7 et en remplaçant $\bar{n}(x)$ par $e^{\alpha x}$, B.2.8 devient:

$$n(x)_{\text{moyen}} = \sum_{n=1}^{+\infty} n e^{-\alpha x} \left(1 - e^{-\alpha x}\right)^{n-1} \quad (\text{B.2.9})$$

qui peut être réécrit sous la forme:

$$n(x)_{\text{moyen}} = e^{-\alpha x} \sum_{n=1}^{+\infty} n Y^{n-1}, \quad (\text{B.2.10})$$

où $Y = 1 - e^{-\alpha x}$.

L'expression de $n(x)_{\text{moyen}}$ est donc:

$$n(x)_{\text{moyen}} = e^{-\alpha x} \left(\frac{1}{1-Y} \right)' = e^{-\alpha x} \left(\frac{1}{(1-Y)^2} \right) = e^{\alpha x}. \quad (\text{B.2.11})$$

En considérant que n est beaucoup plus grand que 1 et en développant en série B.2.7,

$$p(n,d) = \frac{1}{\bar{n}} \exp \left(- \frac{n}{\bar{n}} \right). \quad (\text{B.2.12})$$

$\bar{n}(d)$, écrit dans ce qui suit \bar{n} , représente le nombre moyen d'électrons produits par l'avalanche électronique entre la cathode et l'anode.

Pour des $n(x)$ petits, la taille de l'avalanche est soumise à une forte dispersion. Quelle règle de construction régit une avalanche qui se compose de n électrons? La réponse à cette question peut être donnée sous la forme d'une distribution de probabilité.

Soit $W_n(n_1, x)$ la probabilité qu'une avalanche qui se compose de n électrons à la distance d , contienne déjà n_1 électrons à la distance x . Pour ce calcul, n est considéré comme grand devant n_1 .

Soient $p(n_1, x)$ la probabilité qu'un électron se multiplie en n_1 électrons sur le chemin x , $p(n_1, n, d-x)$ la probabilité que les n_1 électrons se multiplient en n électrons sur la distance $(d-x)$. Alors:

$$W_n(n_1, x) = \frac{p(n_1, x) \cdot p(n_1, n, d-x)}{\sum_{n_1}^{\infty} p(n_1, x) \cdot p(n_1, n, d-x)}. \quad (\text{B.2.13})$$

Legler [11] a effectué les calculs et trouve:

$$W_n(n_1, x) = e^{-A} \cdot A^{n_1-1} / (n_1-1)!. \quad (\text{B.2.14})$$

avec $A = \frac{n}{\bar{n}} (e^{\alpha x} - 1)$.

Pour la représentation de la structure de l'avalanche, on choisit la valeur moyenne de n_1 . Celle-ci est donnée par:

$$n_{1,\text{moyen}}(x) = A + 1. \quad (\text{B.2.15})$$

La figure I.B.3 représente le développement moyen d'une avalanche en fonction du produit αx , pour différentes valeurs de n/\bar{n} . Pour les grandes valeurs de αx , on remarque que la courbe est proportionnelle à $e^{\alpha x}$. En effet, en prenant $e^{\alpha x}$ et $n_{1,\text{moyen}}(x) \gg 1$, on obtient l'approximation suivante:

$$n_{1,\text{moyen}}(x) = \frac{n}{\bar{n}} e^{\alpha x}. \quad (\text{B.2.16})$$

Ceci s'explique bien physiquement; ce sont les fluctuations de la multiplication du nombre d'électrons sur les premières longueurs caractéristiques qui vont déterminer la taille de l'avalanche. Si l'énergie cinétique initiale du premier électron est grande, on peut avoir n supérieur à \bar{n} ; par ailleurs, si la distance décrite par l'électron sans collision ionisante dépasse plusieurs libres parcours moyens, alors n a tendance à être inférieur à \bar{n} . Lorsque le nombre d'électrons présents à x est suffisant, le développement de la suite de l'avalanche suit une loi moyenne (cf A.2.9).

B.3 Probabilité d'amorçage.

Le processus d'avalanche n'entraîne pas forcément l'amorçage. En effet, un électron initial libéré à la cathode produit au cours de l'avalanche n électrons et $n-1$ ions positifs. Accélérés par le champ électrique, les ions, par collision sur la cathode créent des électrons secondaires susceptibles de produire de nouvelles avalanches. La libération des électrons secondaires étant assujettie à la probabilité γ , il peut se produire qu'aucun électron ne soit émis par la cathode et que la succession des avalanches s'interrompe. Les $n-1$ ions libèrent k électrons secondaires

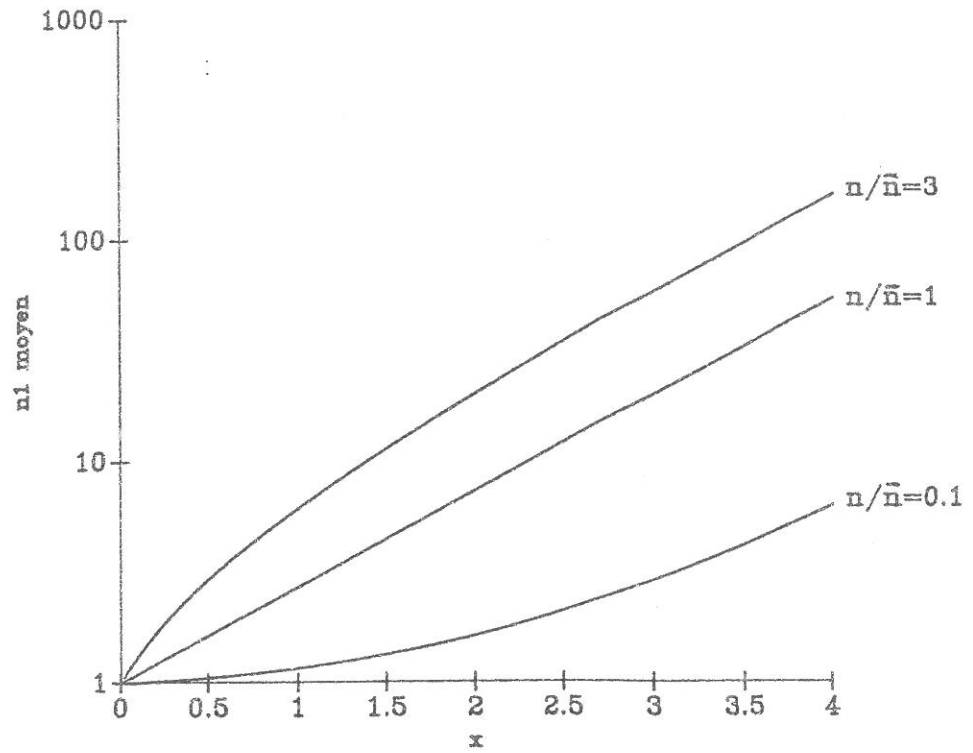


Fig.I.B.3. Développement moyen d'une avalanche en fonction du produit αx .

avec une probabilité que nous appellerons U_{ok} ($k = 1, 2, \dots$).
 U_{ok} peut être calculée en considérant que:

- la première avalanche crée n électrons et $n-1$ ions avec une probabilité $p(n, d)$ (voir B.2.12).

- La probabilité que les $n-1$ ions libèrent k électrons secondaires est égale à:

$$C_k^{n-1} \gamma^k (1-\gamma)^{n-1-k} \quad (\text{B.3.1})$$

avec $C_k^{n-1} = \frac{(n-1)!}{k!(n-1-k)!}$.

En sommant sur toutes les valeurs possibles de n , on obtient:

$$U_{ok} = \sum_{n=1}^{+\infty} p(n, d) C_k^{n-1} \gamma^k (1-\gamma)^{n-1-k}$$

dont la solution est [12]:

$$U_{ok} = \frac{q^k}{(q+1)^{k+1}} \quad (\text{B.3.2})$$

où $q = \gamma(\bar{n}-1)$ représente le nombre moyen d'électrons secondaires émis à la cathode (voir I.4) et où $\bar{n} = n(d)_{\text{moyen}}$.

Si q est supérieur à 1, alors apparaissent des chaînes d'avalanches. Les avalanches issues des N_0 électrons initiaux créent des électrons secondaires sur la cathode qui eux-mêmes engendrent d'autres avalanches, etc... Selon le nombre N_0 d'électrons primaires, on peut distinguer les macrochaînes ($N_0 \gg 1$) et les microchaînes (N_0 proche de l'unité). Pour ces dernières, on s'intéresse spécialement au cas où $N_0 = 1$. Le développement des macrochaînes ne représente pas de problèmes statistiques particuliers puisqu'il peut être bien décrit par des valeurs moyennes. Le nombre d'avalanches à la n -ième génération est simplement $N_0 \cdot q^{n-1}$. Dans le cas où $N_0 = 1$, il

n'est plus possible d'appliquer les formules de calcul de valeur moyenne pour trouver le nombre d'avalanches à la k-ième génération.

Soit K_n la probabilité qu'une chaîne atteigne au moins n générations; la numérotation des générations débute à 1 à partir de l'avalanche issue de l'électron initial (fig.B.2). Dans la seconde génération, on aura k avalanches avec la probabilité U_{0k} . Si la chaîne totale atteint au moins n+1 générations, alors une des k avalanches de la seconde génération doit créer une chaîne d'au moins n générations. Si une chaîne se brise avant la n-ième génération avec la probabilité $(1-K_n)$, alors la probabilité qu'au moins une chaîne issue des k électrons (de la seconde génération) atteigne la n-ième génération est

$$1-(1-K_n)^k \quad (\text{B.3.3})$$

La chaîne totale atteint alors la (n+1)-ième génération avec la probabilité K_{n+1} . En sommant sur toutes les valeurs possibles de k, on obtient la formule récurrente sur K_n :

$$K_{n+1} = \sum_{k=0}^{\infty} U_{0k} (1-(1-K_n)^k). \quad (\text{B.3.4})$$

En utilisant l'expression de U_{0k} donnée en (B.3.2), on en tire une nouvelle relation récurrente:

$$\frac{1}{K_{n+1}} = 1 + \frac{1}{qK_n}. \quad (\text{B.3.5})$$

Puisque chaque chaîne possède au moins une génération, $K_1 = 1$. d'où,

$$K_n = \frac{1/q-1}{1/q^n-1} \quad \text{si } q \neq 1 \quad (\text{B.3.6})$$

$$K_n = 1/n \quad \text{si } q = 1 \quad (\text{B.3.7})$$

La figure I.B.4 représente K_n en fonction de n pour des valeurs de q fixées. Si $q < 1$, alors K_n tend vers 0 pour les grandes valeurs de n ; en revanche, pour $q > 1$, K_n tend asymptotiquement vers une valeur constante qui dépend de q . On définit alors la probabilité d'amorçage P_0 comme étant la probabilité que la succession des avalanches dure indéfiniment [11]; c'est donc la probabilité K_∞ que la chaîne d'avalanches ne se brise jamais.

On a $P_0 = K_\infty = \lim_{n \rightarrow +\infty} K_n$. On trouve:

$$\begin{cases} P_0 = 1 - \frac{1}{q} & \text{pour } q > 1 \\ P_0 = 0 & \text{pour } q < 1 \end{cases} \quad (\text{B.3.8})$$

Cette relation permet de faire apparaître deux grandeurs caractéristiques de l'allumage de la décharge: la tension d'amorçage et le temps de retard de cet l'amorçage.

B.4 Grandeurs caractéristiques de l'amorçage.

B.4.1 Tension d'amorçage.

La relation B.3.8 nous conduit à un certain nombre de commentaires:

(i) Dans le cas où N électrons se trouvent près de la cathode à l'instant d'application du champ électrique E , la probabilité d'amorçage devient:

$$\begin{cases} P_0 = 1 - \frac{1}{q^N} & \text{pour } q > 1 \\ P_0 = 0 & \text{pour } q < 1 \end{cases} \quad (\text{B.4.1})$$

En effet, $1/q$ représente la probabilité d'interruption de l'amorçage lorsqu'il existe un électron initial. Si N électrons sont présents, la probabilité d'interruption vaut donc $(1/q)^N$, d'où la relation B.4.1.

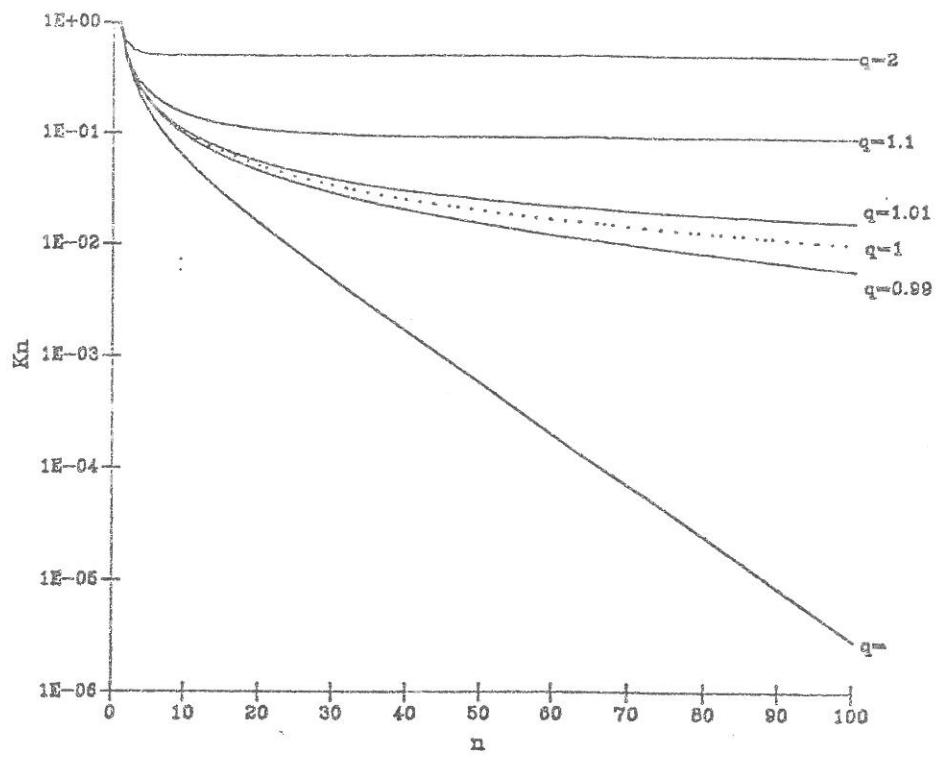


Fig.I.B.4. Probabilité K_n qu'une chaîne atteigne au moins n générations, en fonction de n .

(ii) $q = 1$ fixe la valeur V_s du seuil de tension d'amorçage d'une décharge, valeur au delà de laquelle la probabilité que cet amorçage ait lieu cesse d'être nulle. Ceci montre que le critère de Townsend (A.4.7, p.) est alors simplement une condition seuil. $q=1$ ne constitue qu'une condition d'entretien puisqu'un électron initial donnera, dans ces conditions, un électron secondaire à la cathode en moyenne. A partir de B.2.12, on montre que la probabilité que la taille n d'une avalanche (issue d'un électron initial) soit inférieure à \bar{n} est de l'ordre de 0.64; cela peut peut-être, alors, expliquer une probabilité d'amorçage nulle. Par ailleurs, même si un phénomène d'amplification du courant semble possible, on peut sans doute considérer que le temps d'attente avant de voir la décharge s'allumer est très long, auquel cas la probabilité d'amorçage devient effectivement nulle.

(iii) La formule de Von Engel et Steenbeck (A.2.7) permet de calculer V_s en fonction du produit pd (pression \times distance entre les électrodes). Les figures I.B.5, I.B.6 et I.B.7 représentent les graphes correspondants pour trois gaz (argon, azote, néon) et trois valeurs de γ (10^{-1} , 10^{-2} , 10^{-3}). On reconnaît l'aspect des lois de Paschen et ces figures montrent bien que plus γ est petit et plus la tension à appliquer pour qu'il y ait amorçage doit être grande.

(iv) La probabilité d'amorçage P_0 dépend fortement de la tension V ($> V_s$) et tend vers 1 lorsque V devient très grand devant V_s (fig. I.B.8).

(v) P_0 dépend aussi fortement du nombre N d'électrons présents dans le gaz. L'équation B.4.1 montre que P_0 tend vers 1 lorsque N est grand (plus ou moins rapidement, selon la valeur de q comme le montre la fig. I.B.9).

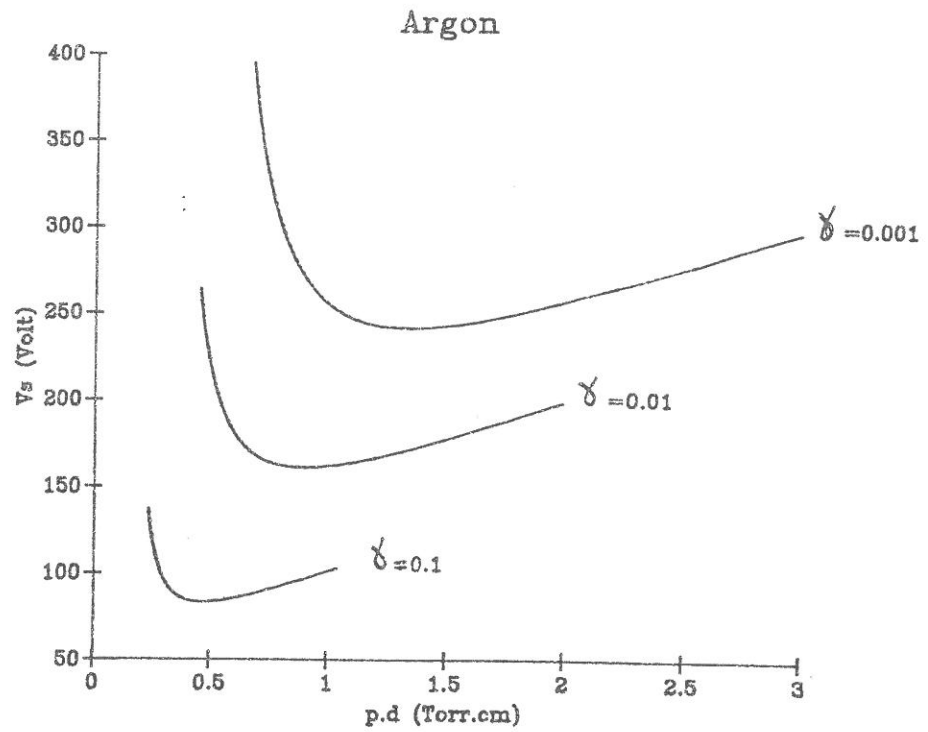


Fig.I.B.5. Tension seuil V_s (telle que $\gamma(e^{\alpha d}-1)=1$) en fonction du produit $p.d$ (p : pression du gaz, d : distance entre les électrodes); gaz: argon.

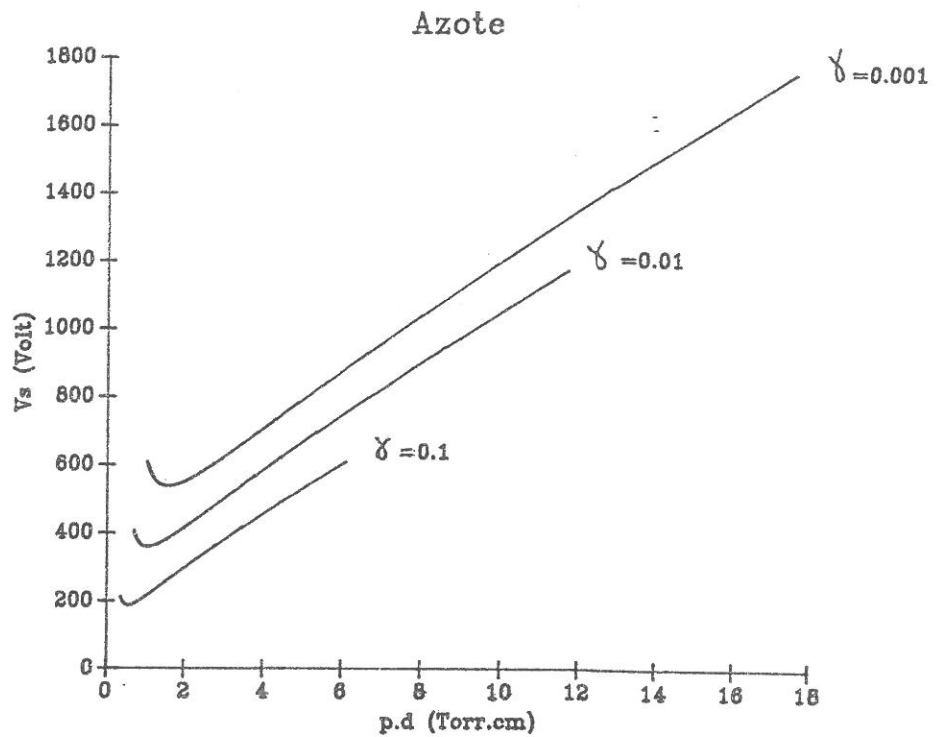


Fig.I.B.6. Idem Fig.I.B.5.; gaz: azote.

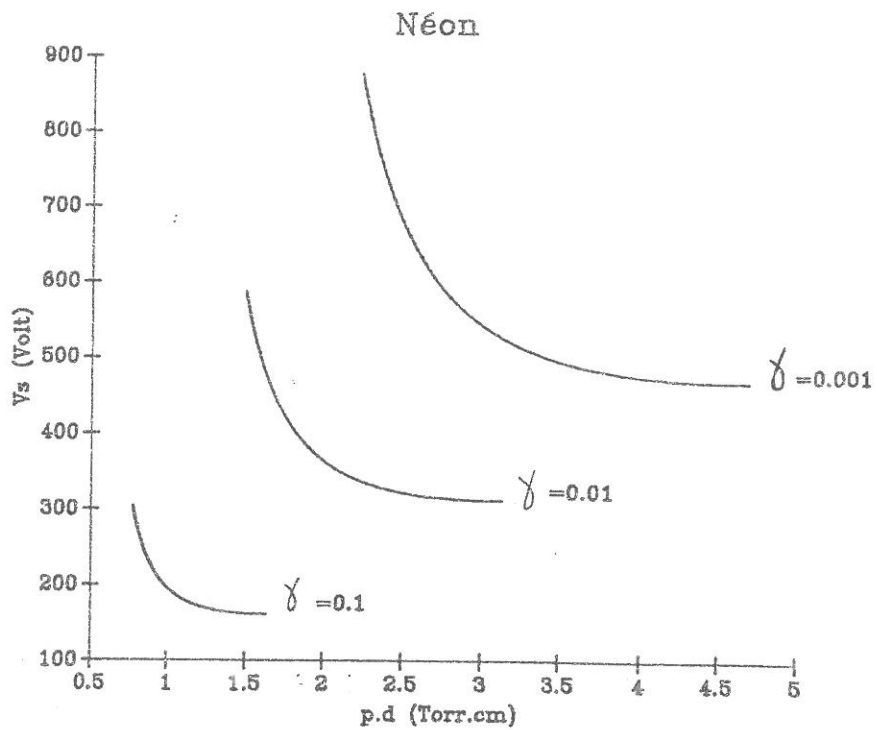


Fig.I.B.7. Idem Fig.I.B.5.; gaz: néon.

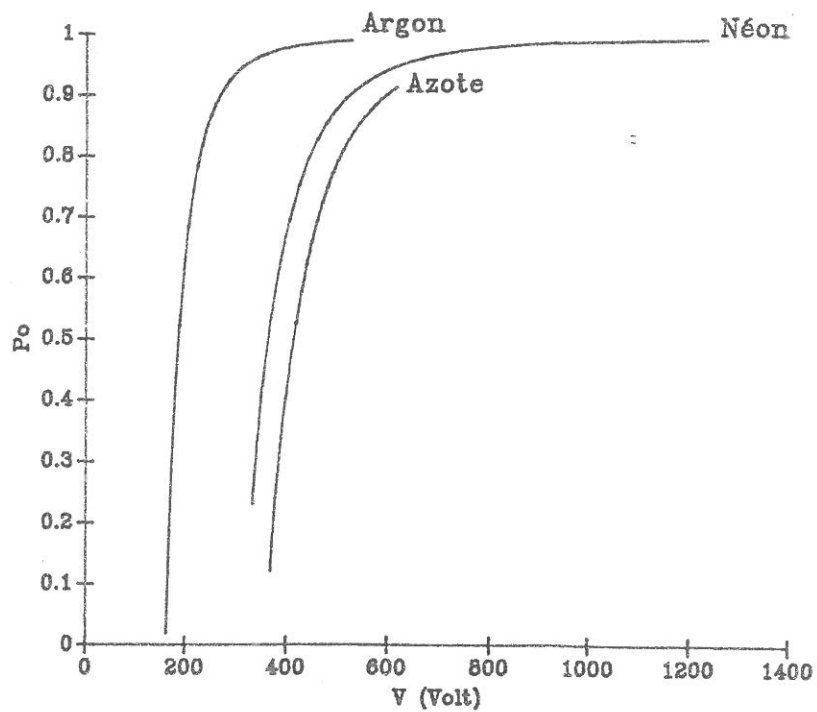


Fig.I.B.8. Probabilité d'amorçage P_0 en fonction de la d.d.p. V ($V > V_g$) appliquée entre les électrodes.

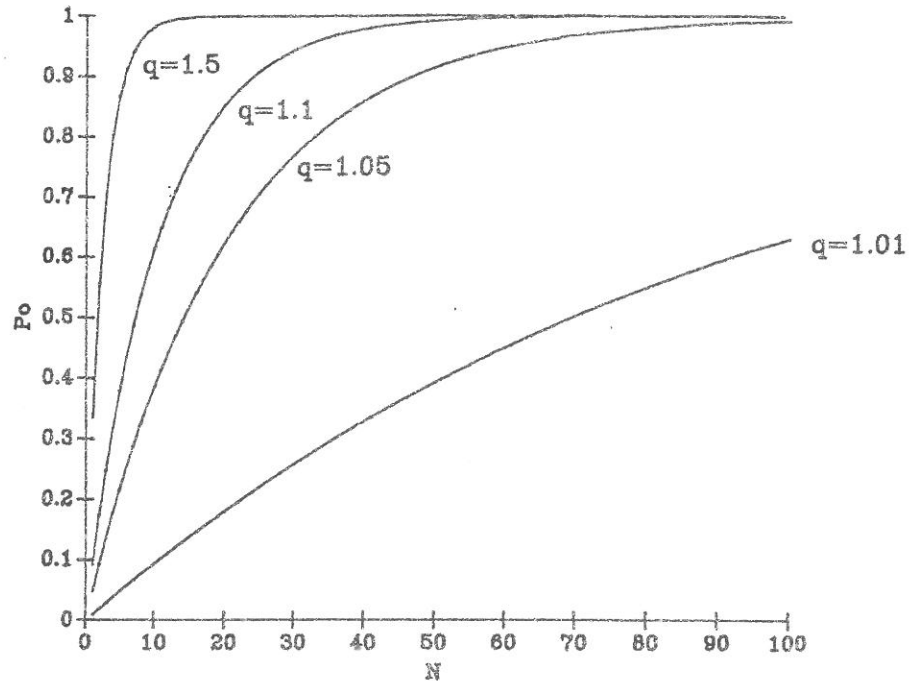


Fig.I.B.9. Probabilité d'amorçage P_0 en fonction du nombre N d'électrons présents au voisinage de la cathode.

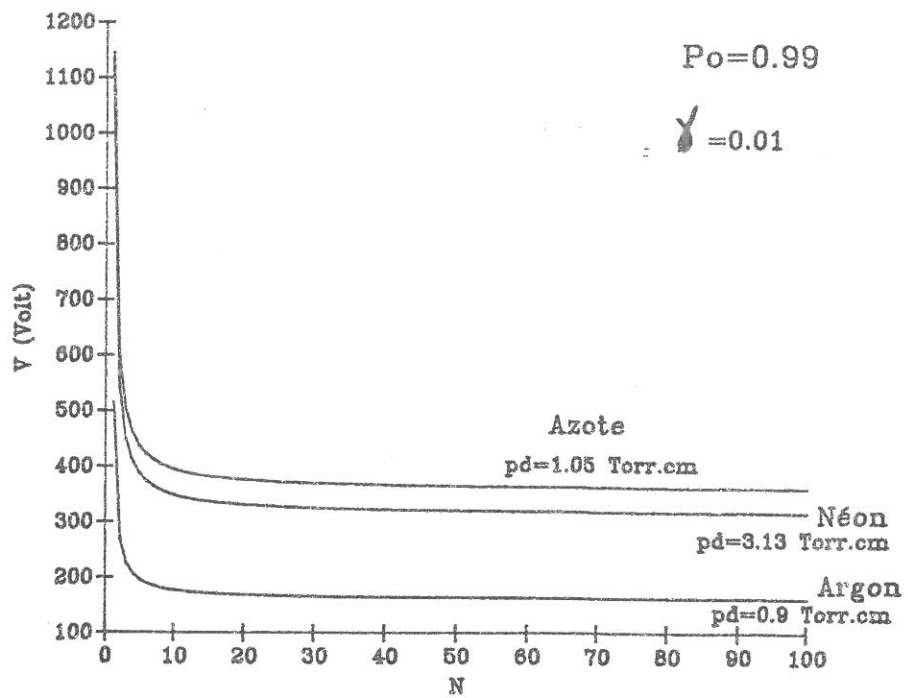


Fig.I.B.10. Relation entre la d.d.p. V et le nombre d'électrons N pour obtenir $P_0=0.99$.

En outre, pour une probabilité donnée P_0 , une augmentation du nombre N se traduit par un abaissement de la tension V à appliquer qui tend vers V_s : à partir de la relation B.4.1, q s'exprime en fonction de P_0 et de N . q est tel que:

$$q = \left(1 - P_0\right)^{-1/N} . \quad (\text{B.4.2})$$

q ($=\gamma(e^{\alpha d}-1)$) est une fonction implicite de la tension appliquée V (cf A.2.7); pour une valeur de P_0 donnée, une relation entre V et N peut donc être déduite de B.4.2. La figure I.B.10 décrit l'évolution de V en fonction de N , pour $P_0=0.99$ et montre que P_0 peut être proche de 1 avec une tension V légèrement supérieure à V_s à condition que N soit suffisamment grand. Dans ce cas, le critère de Townsend devient applicable: si V tend vers V_s par valeur supérieure, alors q tend $1+\varepsilon$ ($\varepsilon \ll 1$). Cela signifie que la tension d'amorçage est une grandeur caractéristique et que sa mesure permet de tester l'efficacité d'une source d'électrons au niveau de la cathode.

B.4.2. Temps de retard à l'amorçage.

Lorsqu'un amorçage se produit, on observe un temps de retard T entre le moment où est appliquée la tension aux bornes des électrodes et l'établissement de la décharge. T peut être décomposé en deux parties: un temps de retard statistique T_s lié à la probabilité de présence d'électrons germes (plus particulièrement, au taux de création d'électrons germes) et un temps de formation T_f (temps nécessaire à la décharge pour s'établir, la montée du courant de décharge peut le caractériser). En général, T_f est négligeable devant T_s .

B.4.2.a Calcul du temps de retard statistique.

On s'intéresse plus particulièrement aux électrons émis par la cathode (par émission de champ ou bien par effet photo-électrique dû à une lampe U.V, par exemple; il ne s'agit donc pas d'émission secondaire) . Par hypothèse:

- la probabilité qu'un électron soit émis par la cathode dans un intervalle dt est constante et égale à $I dt$ où I est une constante que le calcul déterminera.

- la tension $V > V_s$ est appliquée à l'instant $t = 0$.

Soit $R(t)$ la probabilité que le temps de retard statistique T_s soit inférieur ou égal à t .

La probabilité d'amorçage dans l'intervalle dt vaut $IP_0 dt$. La probabilité $Q(t)$ qu'aucun amorçage ne se produise dans l'intervalle $[0,t]$ est telle que:

$$Q(t + dt) = (1 - IP_0 dt) Q(t). \quad (\text{B.4.2})$$

qui donne:

$$\frac{dQ}{dt} = - IP_0 Q. \quad (\text{B.4.3})$$

et donc,

$$Q(t) = \exp(- IP_0 t). \quad (\text{B.4.4})$$

Puisque $R(t) = 1 - Q(t)$,

$$R(t) = 1 - \exp(- IP_0 t). \quad (\text{B.4.5})$$

A l'aide de la densité de probabilité $\rho(t)$ obtenue en dérivant (B.4.5), la valeur moyenne τ_s du temps de retard

statistique peut être calculée:

$$\tau_s = \int_0^{+\infty} t \rho(t) dt = \frac{1}{IP_0}. \quad (\text{B.4.6})$$

avec $\rho(t) = IP_0 \exp(-IP_0 t)$.

I représente le nombre d'électrons émis par seconde par la cathode (courant d'émission). En effet, si $P_0 = 1$, $\tau_s = \frac{1}{I}$ représente le temps moyen qui s'écoule entre deux émissions successives d'électrons. B.4.5 peut donc être réécrite sous la forme:

$$R(t) = 1 - \exp(-t/\tau_s). \quad (\text{B.4.7})$$

La figure I.B.11 donne le graphe de τ_s en fonction de I pour différentes valeurs de P_0 et montre bien que τ_s est aussi une grandeur caractéristique de l'amorçage, au même titre, nous l'avons vu précédemment, que la tension d'amorçage.

Si le temps de formation T_f n'était pas négligeable devant T_s , $R(t)$ serait:

$$R(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t-T_f}{\tau_s}\right). \quad (\text{B.4.8})$$

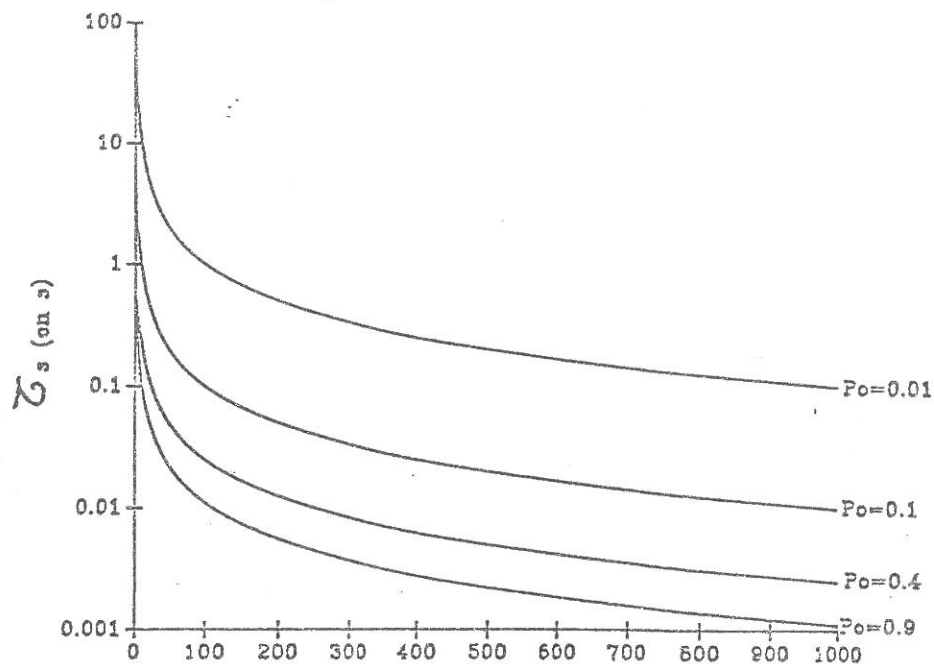


Fig.I.B.11. Temps moyen de retard statistique τ_s en fonction du nombre d'électrons émis par seconde I émis par la cathode.

B.4.2.b Calcul du temps de formation.

Le temps de formation de la décharge est défini comme étant le temps mis pour que le nombre d'avalanches dans une génération atteigne une taille critique N .

La probabilité $W_z(k)$ que la k -ième génération aît la taille critique N est donnée par:

$$W_z(k) = \sum_{m=N}^{\infty} Z(k,m). \quad (\text{B.4.10})$$

$Z(k,m)$ représentant la probabilité qu'une chaîne qui possède m avalanches à la k -ième génération amène à l'allumage de la décharge.

Une chaîne doit avoir \bar{k} générations en moyenne pour atteindre la taille critique; \bar{k} obéit à l'équation suivante [11]:

$$(\bar{k}-k_0) \cdot \ln q = C \quad (\text{B.4.11})$$

où C est la constante d'Euler, $k_0 = \text{Ln}\{N(q-1)\} / \text{Ln}(q)$ et q est défini par $q = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$.

La figure I.B.12 donne l'évolution de \bar{k} en fonction de N pour des valeurs de q fixées. On remarque la pente très faible de la courbe qui signifie qu'une faible variation de \bar{k} entraîne une variation de grande amplitude des valeurs de N (ce qui correspond bien à la description d'un phénomène de multiplication électronique).

Le temps moyen de formation de la décharge à partir d'un électron est donc:

$$T_f = \bar{k}\tau \quad (\text{B.4.12})$$

où τ représente le temps moyen entre deux générations.

Il est donc nécessaire de calculer le temps moyen entre deux générations d'une chaîne. Legler a effectué ces calculs pour deux processus: l'émission secondaire par effet

$$\bar{k}=f(N)$$

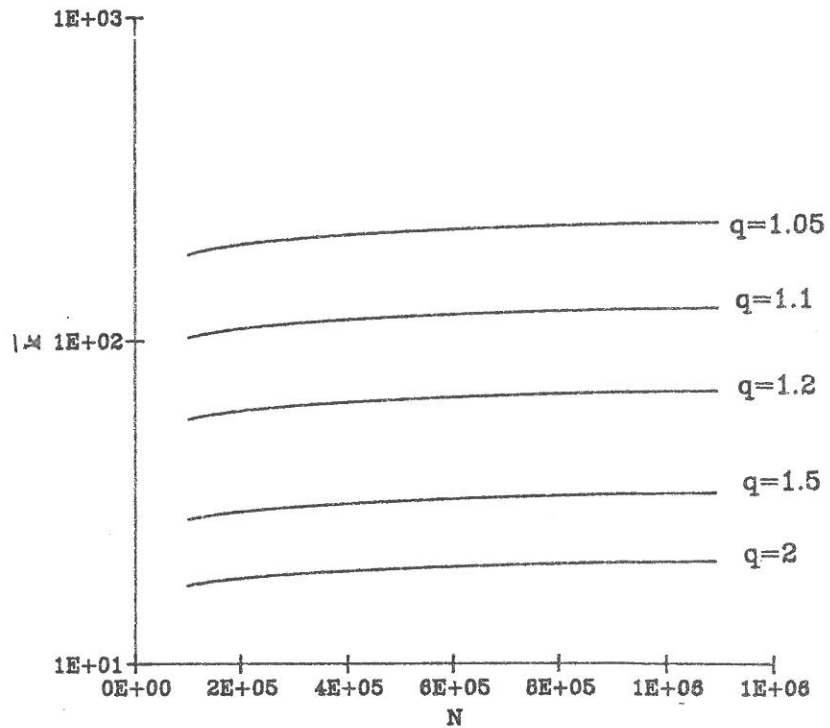


Fig.I.B.12. Nombre moyen de générations \bar{k} pour atteindre la taille critique N en fonction de N .

photoélectrique et par neutralisation d'ions.

Dans le premier cas, la valeur moyenne τ_p (intervalle entre deux générations) vaut

$$\tau_p = \tau_-(1-1/\alpha d) + \tau_1, \quad (\text{B.4.13})$$

où τ_- est le temps de vol d'un électron pour aller de 0 à d, τ_1 est le temps de vie moyen d'un état excité d'un neutre du gaz. Dans le second cas, la valeur moyenne τ_i de l'intervalle de temps entre deux générations vaut

$$\tau_i = (\tau_+ + \tau_-)(1-1/\alpha d) \approx \tau_+(1-1/\alpha d), \quad (\text{B.4.14})$$

où τ_+ est le temps de vol d'un ion pour aller de d à 0 et en considérant que $\tau_+ \gg \tau_-$.

Sachant que la vitesse d'un ion dans un gaz soumis à un champ E de 100 V/cm pour une pression d'un Torr est de l'ordre de 10^5 cm/s [12] et si la distance entre les électrodes est 10 cm, alors τ_+ est de l'ordre de 10^{-4} s (ces conditions correspondent à celles de la décharge décrite dans le chapitre II). En prenant \bar{k} de l'ordre de 10 (fig.I.B.12), on trouve un temps de formation d'environ 1 ms. Or, les mesures effectuées donnent des valeurs de l'ordre de 10 μ s. Cela nous amène à discuter la validité des résultats obtenus dans ce paragraphe.

C. Validité du modèle et améliorations possibles.

C.1 Discussion.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent, que le modèle utilisé ne donnait pas de résultats significatifs concernant le temps de formation de la décharge. Cela s'explique aisément. Ce modèle discrétise un phénomène continu en considérant que tous les électrons secondaires générés par une génération d'avalanches sont émis au même instant. Prenons les premières avalanches comme exemple: l'électron initial crée une avalanche de taille n ; lorsque les électrons sont collectés, il existe dans le gaz une répartition $\rho_+(x)$ moyenne des ions sur l'axe x telle que:

$$\rho_+(x) = \alpha e^{\alpha x}. \quad 0 < x < d \quad (\text{C.1.1})$$

Le nombre n_s d'électrons secondaires émis par unité de temps suit donc la loi suivante (en considérant $v_- \gg v_+$):

$$n_s(t) = \gamma \alpha v_+ e^{\alpha v_+ t}. \quad 0 < t < d/v_+ \quad (\text{C.1.2})$$

où v_+ est la vitesse moyenne des ions.

Les premiers électrons secondaires créent des avalanches électroniques et donc des ions, dont certains (les plus proches) arrivent sur la cathode avant les ions les plus éloignés issus de la première avalanche; de nouvelles avalanches électroniques secondaires sont émis et ainsi de suite. Il y donc un recouvrement temporel des générations successives. Cela explique en partie que les temps de formation soient, ainsi que cela a été dit précédemment, beaucoup plus petits que ceux prédits par notre modèle.

Cette conclusion remet-elle en cause les résultats concernant la probabilité d'amorçage P_0 et le temps de retard statistique τ_s ?

L'événement qui nous intéresse est l'amorçage, indépendamment de l'instant où il se produit: P_0 donne "seulement" la probabilité que les phénomènes de multiplication conduisent à l'établissement de la décharge sans donner d'information sur le temps pris par la formation de celle-ci. En ce qui concerne τ_s , l'argument est du même type. Les processus pris en compte n'interviennent que dans l'intervalle de temps où le champ électrique est établi et le début de la formation du courant de décharge. La discrétisation des phénomènes autorise donc un regroupement des événements par classe (génération, etc...) qui a l'avantage de permettre la résolution des équations.

Par contre, l'ordre de grandeur des temps de retard (quelques μs) semble indiquer qu'il existe un deuxième processus d'émission secondaire à la cathode: les électrons accélérés dans le champ électrique excitent aussi les neutres à des niveaux dont l'énergie correspondante est supérieure au travail de sortie du métal de la cathode (quelques eV). La durée de vie de ces états étant courtes, il doit exister un phénomène d'extraction d'électrons de la cathode par effet photoélectrique.

Nous proposons d'améliorer le modèle en tentant de calculer la probabilité qu'il existe n électrons dans le gaz, au temps t , en tenant compte de ce nouveau processus; en contrepartie, les difficultés de résolution augmentent, comme nous allons le préciser.

C.2 Amélioration du modèle.

Une amélioration du modèle basée sur un regroupement des travaux d'Evans [13] [14] consiste à exprimer la probabilité $P(n, t-t', x)$ que se trouvent dans le gaz n électrons à l'instant t , sachant qu'un électron initial se situe à l'abscisse x à l'instant t' (c'est donc l'intervalle de temps $t-t'$ qui intervient); cette probabilité doit prendre en compte les phénomènes d'ionisation dans le gaz et d'émission secondaire à la cathode.

Les probabilités des processus à prendre en compte sont les suivantes (v_- et v_+ représentent respectivement les vitesses moyennes des électrons et des ions dans le gaz sous l'action du champ électrique):

1-ionisation: dans l'intervalle de temps dt , un électron a la probabilité $\alpha v_- dt$ de produire un électron supplémentaire et donc, aussi un ion.

2-Emission secondaire: γ représente comme précédemment la probabilité qu'un ion crée un électron par neutralisation sur la cathode; en outre, $w_\nu v_- dt$ représente la probabilité qu'un électron secondaire soit émis à la cathode par effet photo-électrique (dû à l'émission radiative des neutres excités par collision électronique) pendant l'intervalle dt (cf A.3).

Les différents événements à considérer (dans l'intervalle de temps compris entre t' et $t'+dt$) sont les suivants:

(i) aucun électron n'est créé; l'électron initial parcourt le chemin $x+dx$. La probabilité correspondante vaut $\left(1 - (\alpha + w_\nu) v_- dt\right)$.

(ii) il se produit une ionisation dont le bilan est deux électrons et un ion, à l'abscisse $x+dx$. Deux possibilités se présentent alors:

a) l'ion ne produit pas d'électron secondaire à la cathode; la probabilité vaut donc $\alpha v_- dt (1 - \gamma) (1 - w_\nu v_- dt)$.

b) l'ion produit un électron secondaire à $x=0$ à l'instant $t'+dt+x/v_+$ avec la probabilité $\gamma \alpha v_- dt (1 - w_\nu v_- dt)$.

(iii) un électron secondaire est créé par effet photo-électrique avec la probabilité $w_\nu v_- dt (1 - \alpha v_- dt)$.

Dans ce qui suit, tous les termes supérieurs à dt sont négligés. En raisonnant d'une manière similaire à celle décrite dans le paragraphe B.2, il est possible d'exprimer $P(n, t+dt-t', x)$ à partir des événements cités ci-dessus. On obtient:

$$\begin{aligned}
 P(n, t+dt-t', x) &= \left[1 - (\alpha + w_v) \omega_- dt \right] P(n, t-t', x+dx) \\
 &+ \alpha \omega_- dt (1-\gamma) \sum_{k=1}^{n-1} P(n-k, t-t', x+dx) P(k, t-t', x+dx) \\
 &+ w_v \omega_- dt \sum_{k=1}^{n-1} P(n-k, t-t', x+dx) P(k, t-t', 0) \\
 &+ \gamma \alpha \omega_- dt \sum_k \sum_{k'} P(k, t-t', x+dx) P(k', t-t', x+dx) P(n-k-k', t-t' - \frac{x}{\omega_+}, 0)
 \end{aligned}
 \tag{C.2.1}$$

où $k+k'$ prend des valeurs comprises entre 2 et $n-2$. En développant $P(n, t+dt-t', x)$ et $P(n, t-t', x+dx)$ au premier ordre, on obtient:

$$P(n, t+dt-t', x) = P(n, t-t', x) + \frac{\partial P}{\partial t} dt \tag{C.2.2}$$

$$P(n, t-t', x+dx) = P(n, t-t', x) + \frac{\partial P}{\partial x} dx \tag{C.2.3}$$

En injectant C.2.2 et C.2.3 dans C.2.1 et en posant $x = \omega_- t$, c'est-à-dire $dx = \omega_- dt$, une nouvelle équation aux dérivées partielles est obtenue:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial P}{\partial t} - \omega_- \frac{\partial P}{\partial x} &= -(\alpha + w_v) \omega_- P(n, t-t', x) \\
 &+ \alpha \omega_- (1-\gamma) \sum_{k=1}^{n-1} P(n-k, t-t', x) P(k, t-t', x) \\
 &+ w_v \omega_- \sum_{k=1}^{n-1} P(n-k, t-t', x) P(k, t-t', 0)
 \end{aligned}$$

$$+ \gamma \alpha \omega_- \sum_k \sum_{k'} P(k, t-t', x) P(k', t-t', x) P(n-k-k', t-t'-x/\omega_+, 0).$$

(C.2.4)

Soit $V(z, t, x)$, la fonction génératrice définie comme précédemment par:

$$V(z, t, x) = \sum_n P(n, t-t', x) z^n.$$

(C.2.5)

En multipliant C.2.4 par z^n et en sommant sur toutes les valeurs de n , on obtient une équation aux dérivées partielles sur $V(z, t, x)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} - \omega_- \frac{\partial V}{\partial x} &= -(\alpha + w_\nu) \omega_- V + \alpha \omega_- (1-\gamma) V^2 \\ &+ w_\nu \omega_- V V_0 + \gamma \alpha \omega_- V^2 V_0 (t-x/\omega_+), \end{aligned}$$

(C.2.6)

en posant $V(z, t, 0) = V_0$.

Les conditions aux limites sont les suivantes:

$$V(z, t, d) = 1 \quad \text{pour } t > 0$$

(C.2.7)

$$V(z, 0, x) = z \quad \text{pour } 0 < x < d$$

(C.2.8)

L'équation C.2.6 est valable pour $t > x/\omega_+$. Si $t < x/\omega_+$, alors C.2.6 devient:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} - \omega_- \frac{\partial V}{\partial x} &= -(\alpha + w_\nu) \omega_- V + \alpha \omega_- V^2 \\ &+ w_\nu \omega_- V V_0. \end{aligned}$$

(C.2.9)

En effectuant un changement de variable de x en y avec $y = x + \omega_- t$, C.2.6 devient:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} &= -(\alpha + w_{\nu})^{\omega_{-}} V + \alpha \omega_{-} (1-\gamma) V^2 \\ &+ w_{\nu}^{\omega_{-}} V V_0 + \gamma \alpha \omega_{-} V^2 V_0 \left(t(1 + \omega_{-}/\omega_{+}) - \gamma/\omega_{+} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.2.10})$$

Posons $A = (\alpha + w_{\nu})^{\omega_{-}}$, $B = \alpha \omega_{-} (1-\gamma)$, $C = w_{\nu}^{\omega_{-}}$, $D = \gamma \alpha \omega_{-}$ et $T = t(1 + \omega_{-}/\omega_{+}) - \gamma/\omega_{+}$. La substitution à V de $U = 1/V$ dans C.2.10 donne:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = AU - B - CUV_0 - DV_0(T) \quad (\text{C.2.11})$$

En considérant que $\frac{dUe^{-At}}{dt} = \frac{dU}{dt} e^{-At} - AUe^{-At}$,

$$\frac{dUe^{-At}}{dt} = -Be^{-At} - CUV_0e^{-At} - DV_0(T)e^{-At} \quad (\text{C.2.12})$$

Avec $W = Ue^{-At}$ et sachant que

$$\frac{d}{dt} \left(W \exp \left(\int_0^t C V_0 dt' \right) \right) = \frac{dW}{dt} \exp \left(\int_0^t C V_0 dt' \right) + W C V_0 \exp \left(\int_0^t C V_0 dt' \right),$$

on obtient finalement:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(W \exp \left(\int_0^t C V_0 dt' \right) \right) &= -B \exp \left(-At + \int_0^t C V_0 dt' \right) \\ &- DV_0(T) \exp \left(-At + \int_0^t C V_0 dt' \right). \end{aligned} \quad (\text{C.2.13})$$

Cette équation a pour solution:

$$\begin{aligned} W \exp \left(\int_0^t C V_0 dt' \right) &= -B \int_0^t \exp \left(-At' + \int_0^{t'} C V_0 dt'' \right) dt' \\ &- D \int_0^t V_0 \left(t' (1 + \omega_{-}/\omega_{+}) - \gamma/\omega_{+} \right) \exp \left(-At' + \int_0^{t'} C V_0 dt'' \right) dt' + \phi(z, \gamma) \end{aligned}$$

(C.2.14)

On en déduit que:

$$\begin{aligned} \frac{1}{V(t)} \exp(-At + \int_0^t cV_0 dt') &= -B \int_0^t \exp(-At' + \int_0^{t'} cV_0 dt'') dt' \\ -D \int_0^t V_0 \left(t' (1 + \omega_- / \omega_+) - Y / \omega_+ \right) &\exp(-At' + \int_0^{t'} cV_0 dt'') dt' + \phi(z, Y) \end{aligned} \quad (C.2.15)$$

Si on pose $x=0$, alors $V=V_0$ et $y=\omega_- t$ et C.2.15 devient:

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_0(t)} \exp(-At + \int_0^t cV_0 dt') &= -B \int_0^t \exp(-At' + \int_0^{t'} cV_0 dt'') dt' \\ -D \int_0^t V_0 \left(t' (1 + \omega_- / \omega_+) - \omega_- t / \omega_+ \right) &\exp(-At' + \int_0^{t'} cV_0 dt'') dt' \\ + \phi(z, \omega_- t). \end{aligned} \quad (C.2.16)$$

En remplaçant, dans C.2.16, t par $t+x/\omega_-$ (et donc $\omega_- t$ par y), on peut encore écrire:

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_0(t+x/\omega_-)} \exp \left(-A(t+x/\omega_-) + \int_0^{t+x/\omega_-} cV_0 dt' \right) &= \\ -B \int_0^{t+x/\omega_-} \exp(-At' + \int_0^{t'} cV_0 dt'') dt' & \\ -D \int_0^{t+x/\omega_-} V_0 \left(t' (1 + \omega_- / \omega_+) - Y / \omega_+ \right) &\exp(-At' + \int_0^{t'} cV_0 dt'') dt' \\ + \phi(z, Y). \end{aligned} \quad (C.2.17)$$

Il est possible de faire disparaître $\phi(z, Y)$ en soustrayant C.2.15 à C.2.17:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{V_0(t+x/\omega_-)} \left(\exp(-A(t+x/\omega_-) + \int_0^{t+x/\omega_-} -CV_0 dt') \right) \\ & - \frac{1}{V} \left(\exp(-At + \int_0^t CV_0 dt') \right) = \\ & -D \int_t^{t+x/\omega_-} V_0 \left(t' (1+\omega_-/\omega_+) - (x+\omega_-t)/\omega_+ \right) \exp(-At' + \int_0^{t'} CV_0 dt'') dt' \\ & + \mathcal{F}(t) - \mathcal{F}(t+x/\omega_-), \end{aligned} \tag{C.2.18}$$

où $\mathcal{F}(t) = B \int_0^t \exp(-At' + \int_0^{t'} CV_0 dt'') dt'$.

Il est clair que C.2.18 ne peut être résolue que si V_0 est connue. Cependant, en considérant que la probabilité d'extinction $P(0, t, 0)$ (qui est égale à $V_0(0, t)$) tend vers une constante Q quand t tend vers l'infini, il est possible de calculer celle-ci (voir annexe) dans le cas où w_v est nulle. Le résultat confirme le résultat trouvé dans le paragraphe B (voir B.3.8).

Ce modèle donne des résultats pour l'instant équivalent (du point de vue asymptotique) à ceux du modèle précédent; il a aussi le mérite de poser le problème de façon plus complète. Reste à résoudre les équations; une réflexion à ce propos en est actuellement en cours

CHAPITRE II.

DESCRIPTION DES APPAREILLAGES DE MESURE.

Le sujet d'étude est découpé en deux parties complémentaires. La première consiste à mettre en évidence l'émission électronique d'un diélectrique soumis à un champ électrique important ($>10^7$ V/m), à caractériser les paramètres intervenant dans les processus d'émission. La seconde concerne l'évolution des paramètres d'amorçage (définis dans le premier chapitre) en fonction des caractéristiques de la source d'électrons.

Selon l'épaisseur des échantillons de diélectrique, deux types d'études ont été menées. Pour des épaisseurs de l'ordre de 100 μm , deux montages complémentaires ont été mis au point au Laboratoire de Physique des gaz et des Plasmas. Pour des couches minces de l'ordre de 100 Å, un autre dispositif a été réalisé par l'équipe de A.Talsky et J.Janca au département de Physique Electronique de l'Université Mazaryk de Brno, (Tchécoslovaquie). Ce chapitre a pour objet de décrire ces trois montages.

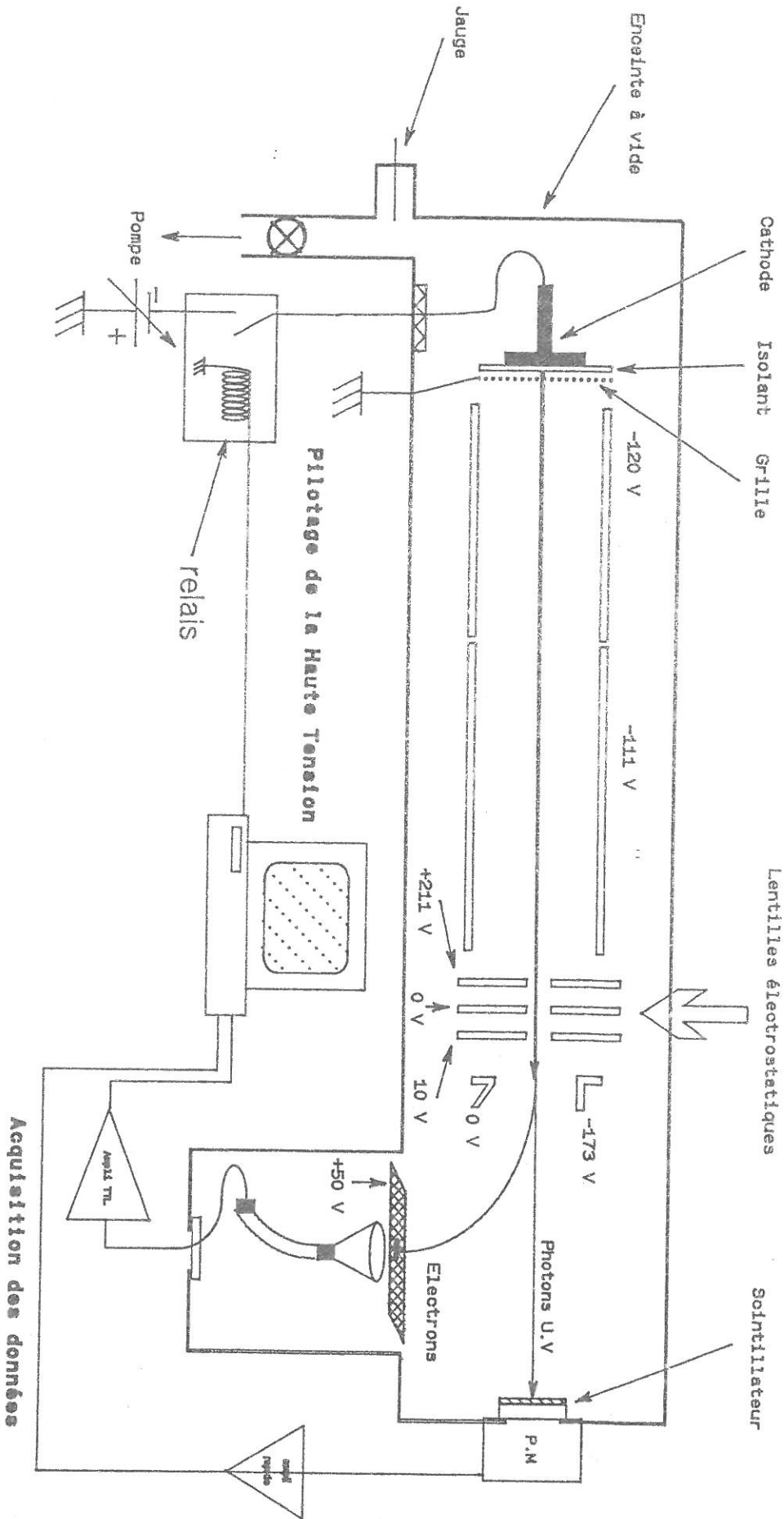
A. Pseudo-cathode: épaisseur de diélectrique de l'ordre de 100 μm .

A.1 Emission électronique du diélectrique.

La figure II.A.1 représente le schéma du premier montage. Le dispositif expérimental est placé dans une enceinte à vide, vide obtenu à l'aide d'une configuration classique (pompe primaire à palettes, pompe secondaire à diffusion d'huile).

La pression de travail, contrôlée par un manomètre de type

Fig.II.A.1. Dispositif expérimental pour l'étude de l'émission électronique et photonique d'un diélectrique (épaisseur $\approx 100 \mu\text{m}$).



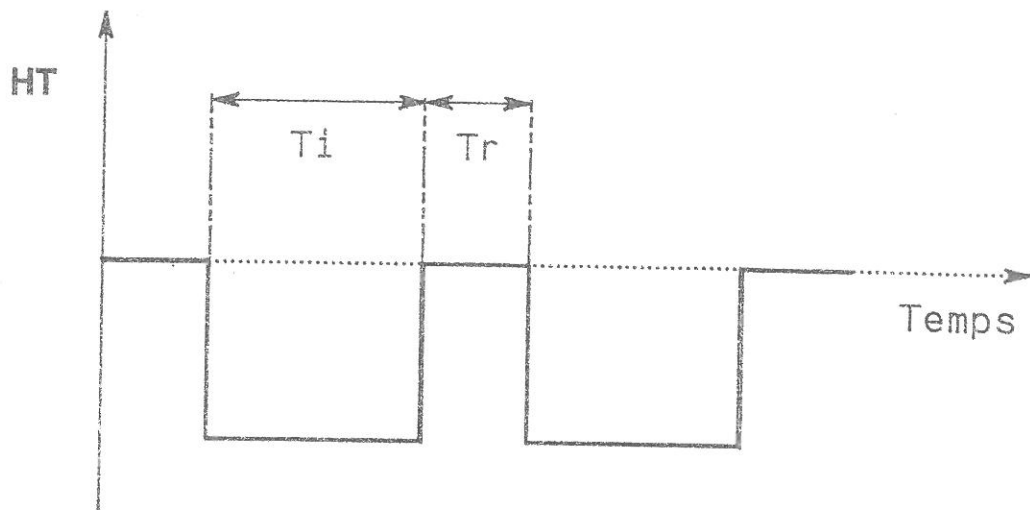


Fig.II.A.2. Application de la haute tension (HT) sur la cathode en fonction du temps.

focalisation comprend deux cylindres polarisés négativement et trois lentilles électrostatiques.

Deux électrodes placées à la sortie du système de focalisation dévient le faisceau vers l'entrée d'un channeltron disposé perpendiculairement à l'axe d'émission.

Ce channeltron est un multiplicateur tubulaire utilisé ici en comptage d'impulsions. Son gain est d'environ 10^8 . Il peut détecter des électrons, des ions et des photons dans l'UV. (fig.II.A.3), ce qui a nécessité la mise au point d'un système de déviation des électrons pour éviter le risque de comptage simultané d'électrons et de photons.

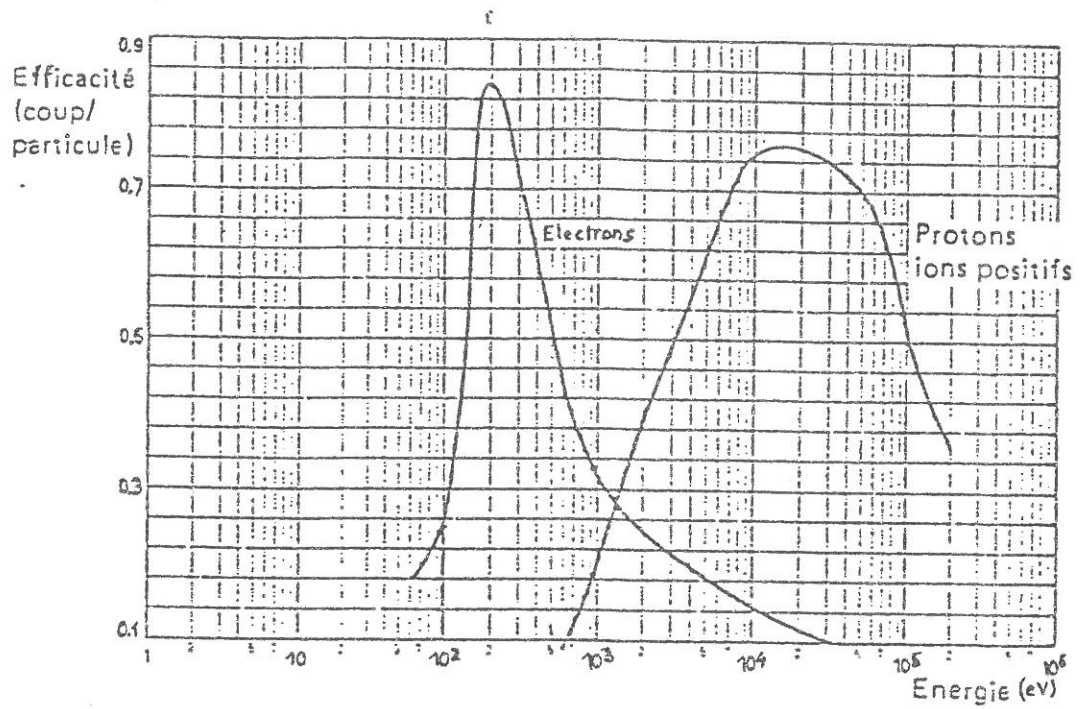
A la sortie du channeltron est branché un amplificateur TTL qui donne des impulsions d'environ $0.1 \mu s$ de largeur.

A.1.1.b. Système de détection des photons UV.

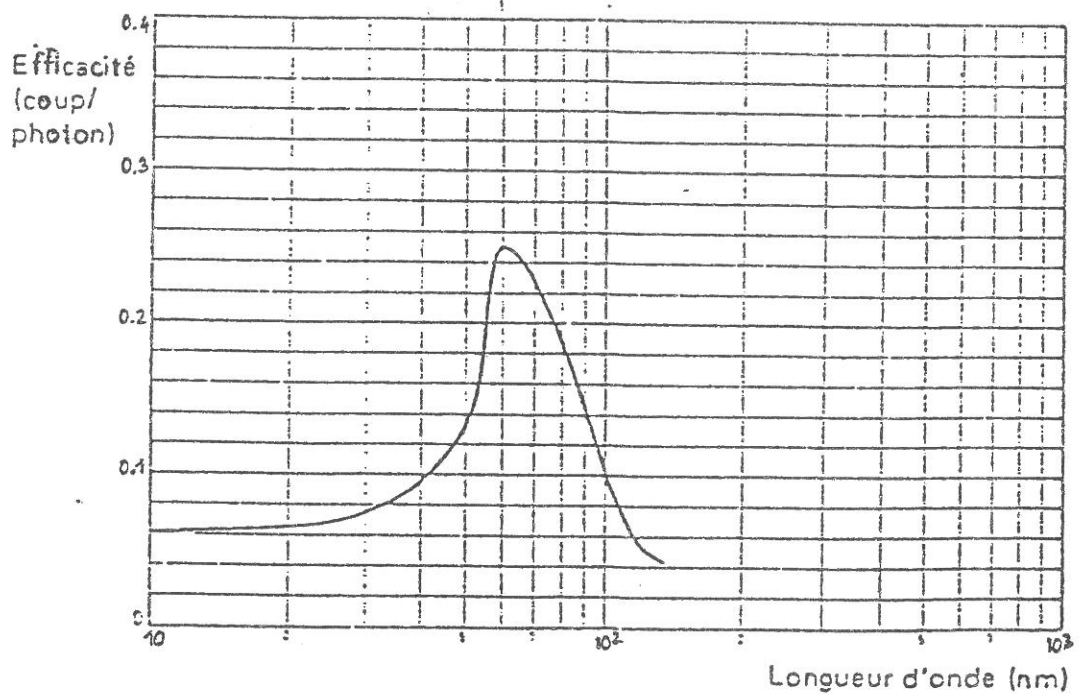
Perpendiculairement à l'axe du système a été placé un scintillateur composé d'une fenêtre en Tétrasil sur laquelle a été déposée une couche de salicylate de sodium. Ce corps possède la propriété de convertir les photons UV en photons du spectre visible; le nombre de photons convertis est proportionnel au nombre de photons UV incidents. Les tests ont montré que le rayonnement UV mesuré correspondait à des longueurs d'ondes inférieures à 150 nm . Un photomultiplicateur (PM) (associé à un amplificateur rapide) posé sur la fenêtre détecte les photons émis par le scintillateur sous la forme d'impulsions de $0.5 \mu s$ de largeur.

A.1.2. Le système d'acquisition.

L'acquisition des données consiste à effectuer une mesure simultanée, résolue en temps, des taux d'émission d'électrons et de photons UV, c'est-à-dire à échantillonner le nombre de coups fournis par le channeltron et par le PM



Efficacité de détection pour les électrons, protons et ions positifs



Efficacité de détection pour l'ultraviolet

Fig.II.A.3. Efficacité de détection du channeltron pour différentes particules en fonction de leur énergie.

pendant un intervalle de temps donné τ_1 , à différents instants t . Les sorties correspondant au channeltron et au PM sont branchées à un système de comptage d'impulsions, piloté par un microordinateur. L'acquisition s'effectue à l'aide d'une carte de comptage implantée sur le même microordinateur. Le principe de la mesure est simple (fig.II.A.4): le programme d'acquisition déclenche une horloge interne H fixant la durée τ_1 de l'échantillonnage. Deux compteurs C_1 et C_2 , branchés à la sortie des détecteurs (channeltron et photomultiplicateur) accumulent le nombre de coups détectés pendant τ_1 . A la fin du temps τ_1 , la commutation de la sortie S (reliée aux portes d'interruption G_1 et G_2) de l'horloge bloquent les compteurs; leur contenu ainsi que l'instant auquel la mesure a été effectuée, sont transférés dans un fichier séquentiel et affichés à l'écran. Ces compteurs sont ensuite remis à zéro. La durée τ_2 de ces opérations est de l'ordre de 100 ms. Une autre mesure peut alors débuter. Ce système permet donc de mesurer le taux d'émission à différents instants t tels que $t=k(\tau_1+\tau_2)$ avec $k=0, 1, 2, \text{etc...}$ (fig.II.A.5).

Le programme d'acquisition permet de choisir une durée d'échantillonnage τ_1 comprise entre 0.1 et 100 s.

A la fin de l'expérience, est obtenu un fichier complet des données acquises, associé à un fichier d'information sur les paramètres utilisés (base de temps de comptage, tension appliquée,...).

A.1.3 Principe d'une mesure.

Un disque de 50 mm de diamètre découpé dans une feuille de matériau diélectrique est nettoyé à l'alcool et disposé entre une plaque conductrice (cathode) et une grille, transparence 70%, épaisseur: 1,75 μm (anode); deux matériaux ont été principalement étudiés: le Téflon (épaisseur $e=100 \mu\text{m}$) et le Kapton ($e=150 \mu\text{m}$). Cet ensemble, associé au système de détection, est placé dans l'enceinte à vide et pompé.

On cherche à décrire l'évolution du taux d'émission électronique et photonique en fonction du temps et du champ électrique E appliqué à l'isolant.

La même expérience est effectuée vingt fois à champ constant avec un temps d'attente d'une heure entre deux expériences, temps d'attente indispensable pour permettre au diélectrique de revenir à son état initial. Une telle série de vingt mesures dure environ vingt-quatre heures. Les vingt fichiers sont moyennés, le résultat est donc valable avec une précision d'environ $1/\sqrt{20}$, c'est-à-dire environ 20 %.

Il est difficile d'obtenir de meilleurs résultats. En effet, pour obtenir une précision de 10%, il faudrait moyenner sur 100 mesures ce qui correspondrait à une durée d'acquisition de plus de cent heures .

Le fichier résultant est traité par différents logiciels (Symphony, Chart, Graphpad) qui permettent de tracer les évolutions temporelles du taux de comptage et de déterminer les lois de régressions correspondantes.

A.2 Etude de l'influence de la source d'électrons sur la tension d'amorçage d'une décharge.

A.2.1 Dispositif expérimental.

On utilise un tube à décharge classique, en quartz, dont la cathode est remplacée par une pseudo-cathode identique au système d'émission décrit dans le montage précédent; elle se compose d'une cathode en Inox, d'une feuille d'isolant, d'une grille (fig.II.A.6). L'isolant est serré entre la cathode et la grille à l'aide de deux pièces en Macor qui se vissent l'une sur l'autre (fig.II.A.7). La grille est reliée à la masse. L'étanchéité au vide entre la cathode et le bord de l'isolant est assuré par le joint n°1; le volume correspondant est pompé afin d'éviter des claquages parasites dans la pseudo-cathode.

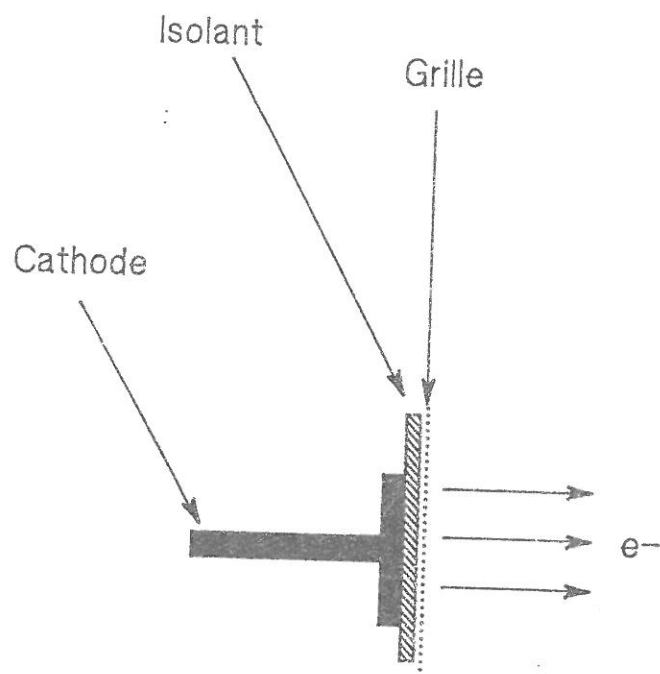
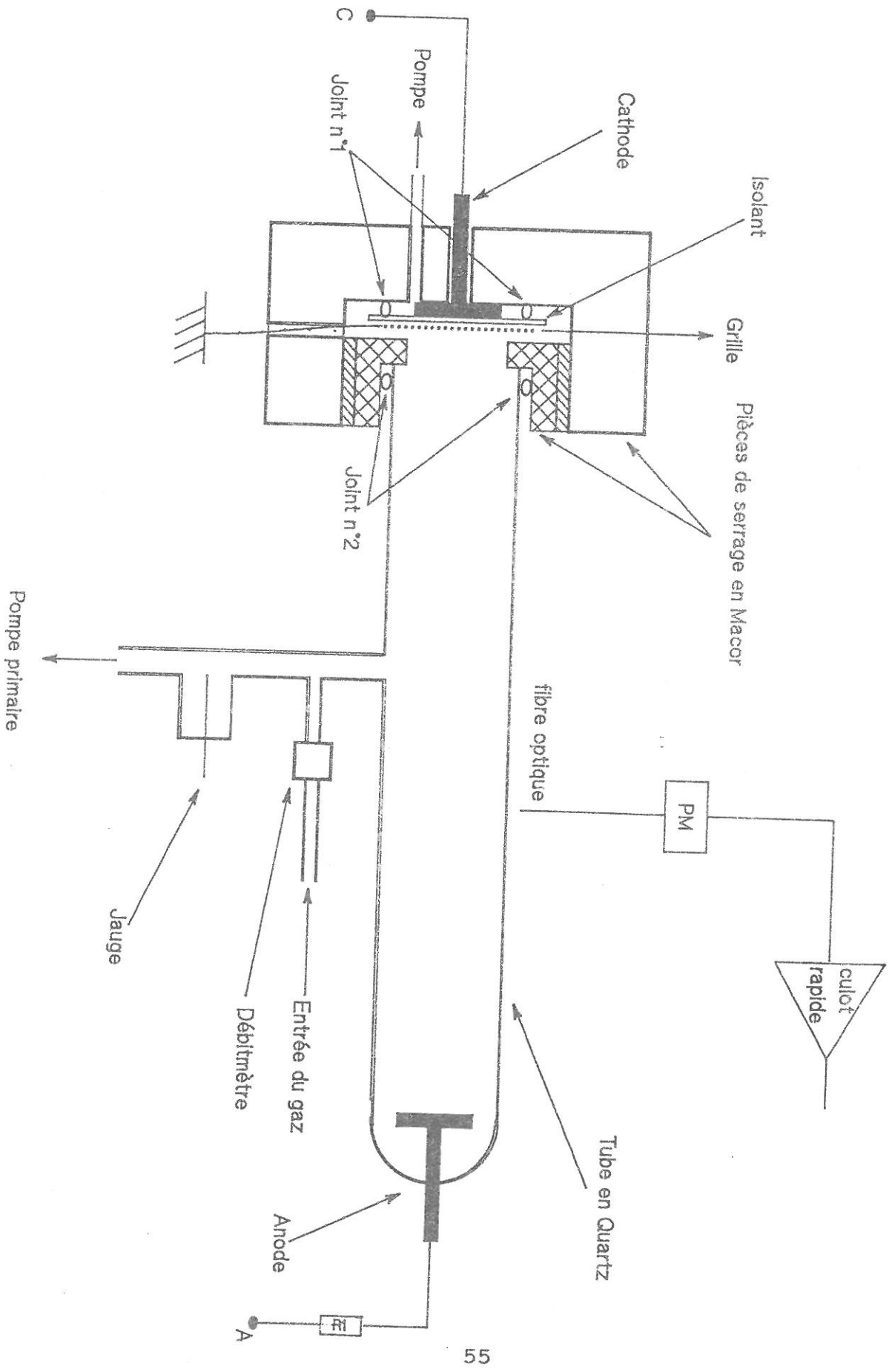


Fig.II.A.6. Schéma de la pseudo-cathode utilisée dans le tube à décharge.

L'influence de l'émission électronique de la pseudo-cathode sur la tension d'amorçage.



Le système de vissage qui écrase le joint n°1 sur le diélectrique introduit certainement des contraintes qui peuvent modifier la structure interne du diélectrique et donc ses propriétés d'émission électronique. On peut cependant espérer que ces contraintes sont réduites par la présence d'une graisse à vide sur le joint qui diminue les frottements sur l'isolant et que la structure du diélectrique dans ce montage ne diffère pas trop de celle qu'il possède dans le montage décrit précédemment.

La pression et l'entrée du gaz dans le tube sont contrôlées par un débitmètre massique associé à une pompe primaire. L'anode (en Inox) est reliée à une résistance de charge R1. La distance entre la grille de la pseudo-cathode et l'anode est de 12 cm.

L'application des tensions sur la cathode (en C) et l'anode (en A) est décrite dans le paragraphe suivant.

A.2.2 Pilotage des tensions.

Le même microordinateur pilote les tensions anodique, V_a , et cathodique, V_c (fig.II.A.8); il commande deux convertisseurs D/A (tension de sortie maximale 10 V) suivis d'amplificateurs de tension (gain= $2 \cdot 10^3$) qui délivrent 1) au point A une rampe de tension de 0 à +20 kV avec une pente maximale de 300 V/s ($t=0$ à son début), 2) une tension constante et négative de 0 à -20 kV. Cette tension est appliquée au point C, à l'instant T_1 , pendant le temps T_2 , à l'aide d'un relais haute tension. Celui-ci est aussi commandé par un signal TTL également fourni par le microordinateur. Il est ainsi possible de créer un cycle où la rampe est synchronisée avec l'émission de la pseudo-cathode et avec un temps de repos T_3 entre deux rampes (fig.II.A.9).

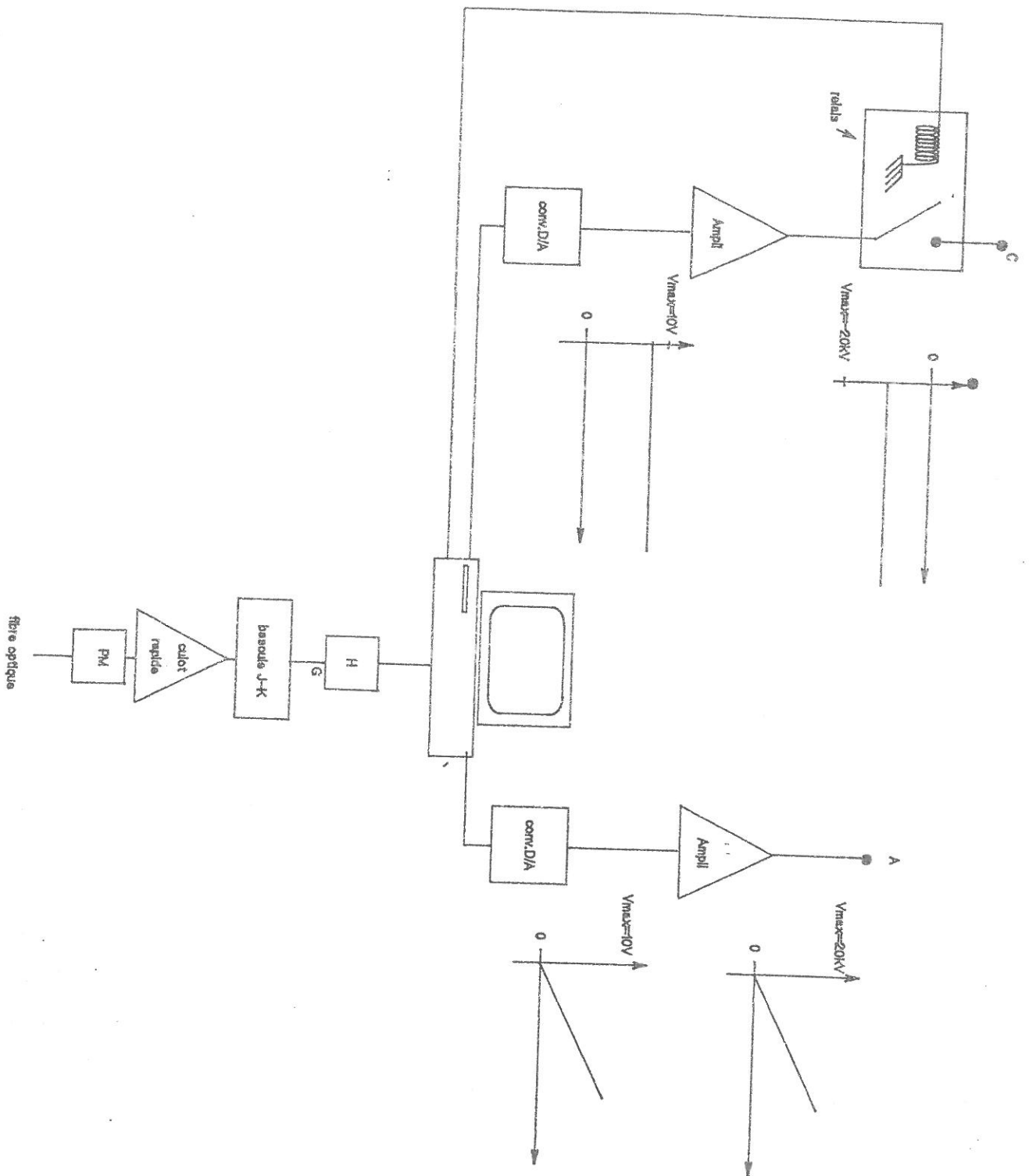


Fig.II.A.8. Pilotage des tensions appliquées sur la cathode (C) de la pseudo-cathode et l'anode (A) du tube à décharge.

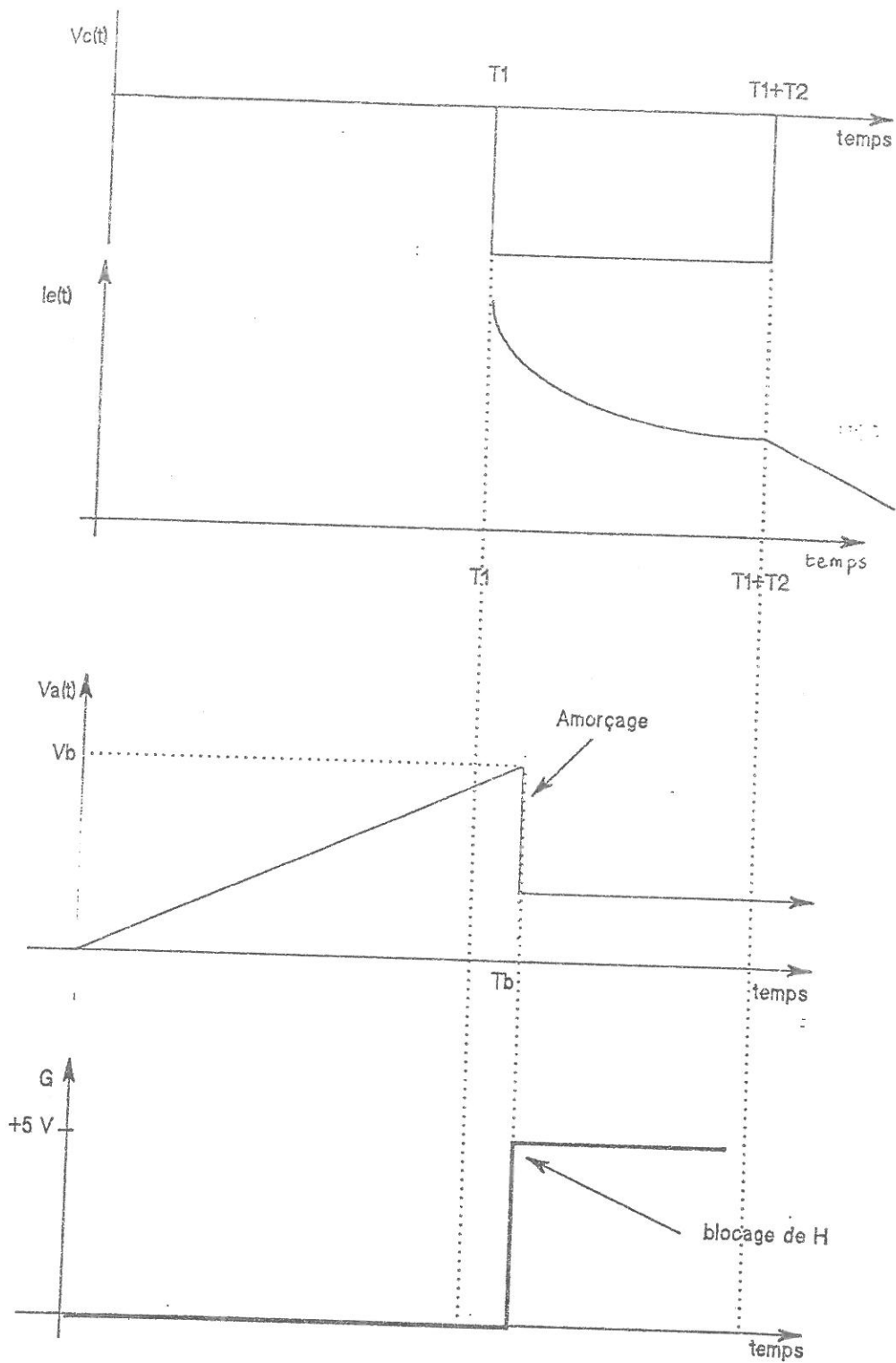


Fig:II.A.9. Schéma d'un cycle de mesure: la rampe de tension $V_a(t)$ débute à $t=0$; à l'instant T_1 , la source d'électrons est active; l'amorçage intervient à l'instant T_b .

A.2.3 Acquisition des données.

Il a fallu mettre au point un système qui reconnaît un événement particulier: l'amorçage de la décharge. Dans un premier temps, il est simple de définir la tension d'amorçage V_b comme la tension appliquée à l'anode juste avant la chute de potentiel due au courant de décharge traversant R_1 . Nous avons ensuite procédé de la manière suivante: à $t=0$, l'ordinateur déclenche une horloge interne H ; le problème est ensuite d'arrêter H à l'instant T_b où intervient l'amorçage, en faisant commuter la sortie d'une bascule J-K qui bloque l'horloge H . Nous nous sommes affranchis des problèmes de parasites dus au relais haute tension, en plaçant une fibre optique et un PM avec un culot rapide, perpendiculairement à l'axe du tube à décharge (fig.II.A.7). Après avoir vérifié que la croissance de l'intensité lumineuse était très rapide et simultanée à la chute de potentiel, la sortie du PM a été connectée à l'entrée de la bascule J-K (fig.II.A.8) et permet de bloquer H en appliquant +5 V sur la porte G . Lire la valeur de H , (connaissant la pente de la rampe) en déduire la valeur de la tension d'amorçage V_b , puis la transférer dans un fichier de sauvegarde est une tâche simple à exécuter.

A.2.4 Principe d'une mesure.

On cherche à mesurer la tension d'allumage V_b en fonction du nombre d'électrons N émis par la pseudo-cathode à l'instant T_b où intervient l'amorçage (à pression donnée). N étant à la fois une fonction du temps et de V_c . Deux paramètres interviennent explicitement: V_c et T_1 , instant où est appliquée V_c (voir paragraphe A.2.2 de ce chapitre). Le logiciel d'acquisition donne la possibilité de choisir la valeur maximale de V_a , V_c , T_1 , T_2 ainsi que le temps d'attente T_3 entre deux rampes de tension; il permet également de calculer la valeur moyenne de V_b sur un nombre

de mesures de V_b suffisant pour obtenir une bonne statistique.

B. Système MIM (Métal-Isolant-Métal): épaisseur de diélectrique de l'ordre de 100 Å.

B.1 Description des échantillons.

Sur un support en verre, une couche d'aluminium d'environ 1000 Å est déposée par évaporation sous vide. Un film d'alumine est formé par oxydation anodique de l'aluminium dans un électrolyte (acide tartrique); l'épaisseur de cette couche est proportionnelle au temps d'oxydation. On superpose enfin à l'oxyde, par évaporation sous vide, une couche d'or d'une épaisseur de 90 Å. Ces systèmes Métal-Isolant-Métal présentent des porosités qui jouent certainement un rôle important dans l'émissivité [16].

B.2 Etude l'émission électronique.

B.2.1 Description de l'appareillage.

Le système MIM décrit ci-dessus est placé dans un tube à décharge (diamètre $D=3.2$ cm) à proximité de la cathode C2 (fig.II.B.2). Les électrodes en Molybdène sont distantes de $d=3$ cm. Une alimentation V_m (0-30 V) stabilisée permet d'appliquer une différence de potentiel entre l'aluminium (C1) et l'or (A1) du système MIM par l'intermédiaire de la résistance R_1 (10 Ω). On peut ainsi déterminer la caractéristique volt/ampère (VA) du système MIM en mesurant la tension en A1 en fonction de V_m .

Le courant d'émission I_e du MIM est détecté en appliquant sur l'anode (A2) du tube à décharge une tension positive de 100 V à l'aide d'une seconde alimentation V_a (0-600 V).

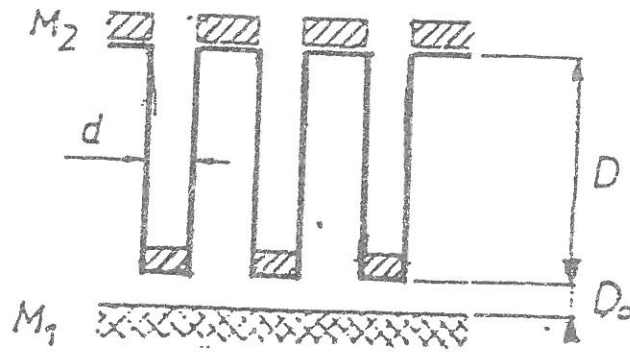
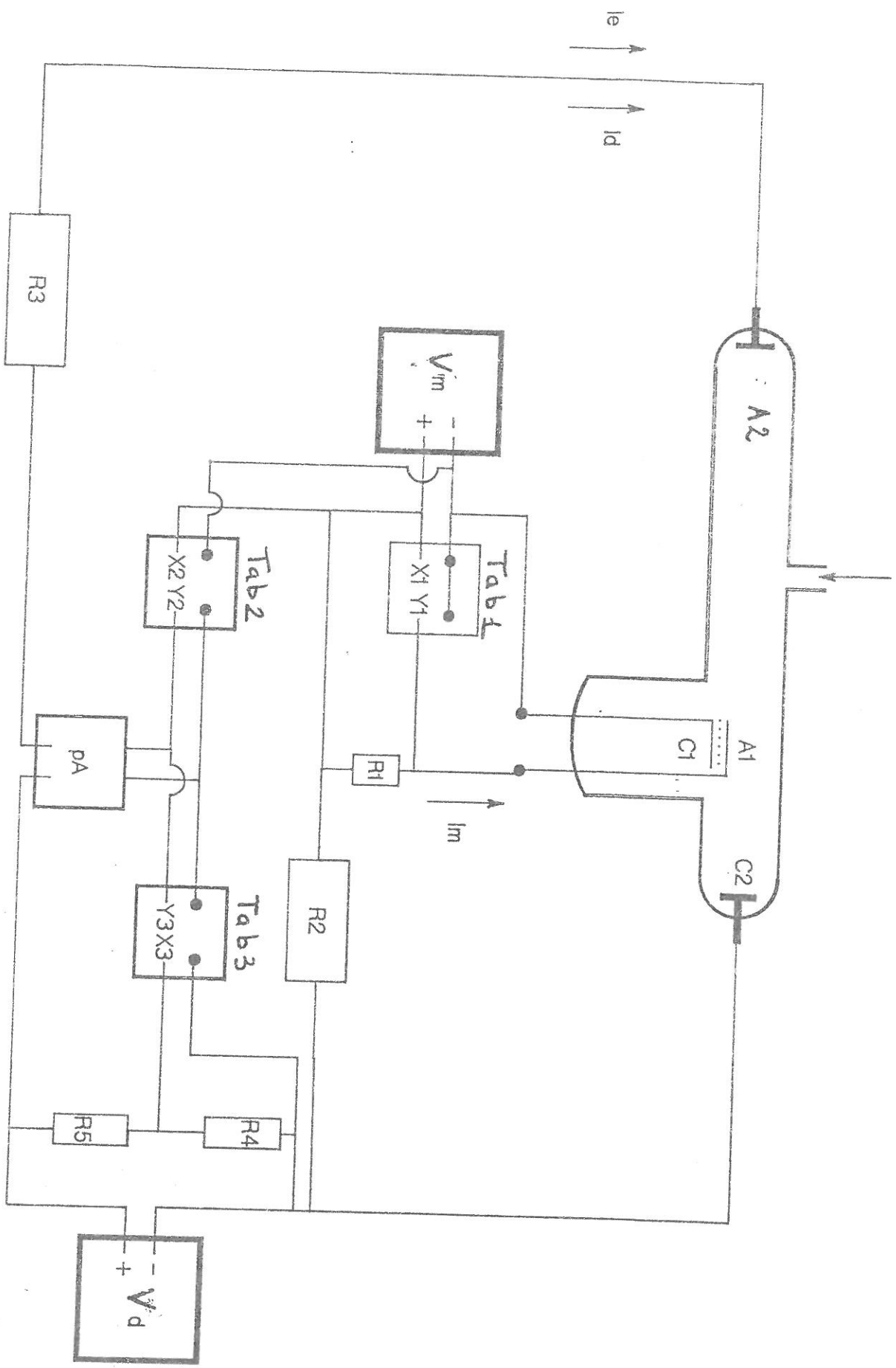


Fig.II.B.1. Structure poreuse supposée [17] du film d'oxyde dans le système MIM. M_1 : couche d'aluminium, M_2 : dépôt d'or par évaporation, d : largeur du pore; D : profondeur du pore; D_0 : distance entre le fond du pore et l'électrode en aluminium.

L'émission d'un système MIM et de l'influence de celle-ci sur la tension d'amorçage.

Neon



Un picoampèremètre (pA) en série avec la résistance de charge R_3 (placée entre A_2 et la borne positive de U_a) permet de mesurer I_e .

B.2.2 Principe d'une mesure.

Avant d'étudier l'émission électronique d'un MIM non encore utilisé, il est nécessaire de le "former": on applique sur A_1 une tension V_m croissant lentement jusqu'à 10 V puis ramenée à 0; cette "formation" s'accompagne d'un courant très instable. Le système MIM ainsi préparé, on mesure simultanément la caractéristique V_A du MIM (table traçante Tab1) et I_e en fonction de V_m (table traçante Tab2) pour deux épaisseurs d'alumine: 104 et 130 Å. La mesure est effectuée, à valeur de V_a constante (100 V) dans le vide (10^{-2} Torr) et dans les conditions de décharge utilisées (c'est-à-dire une pression de l'ordre du Torr).

B.3 Etude de l'influence du MIM sur la tension d'amorçage.

B.3.1 Description de l'appareillage.

L'influence du courant d'émission I_e sur la tension d'amorçage est étudiée avec le montage décrit précédemment. Du néon est introduit dans le tube à décharge. Il est possible de mesurer le courant de décharge I_a passant par R_3 , en fonction de la tension V_a appliquée entre C_2 et A_2 à l'aide d'un diviseur de tension (R_4 et R_5 en série) et du picoampèremètre en série avec R_3 (table traçante Tab3). La tension d'amorçage V_b est définie comme la valeur de V_a à laquelle I_a croît très rapidement (le potentiel en A_2 choit).

B.3.2 Principe de la mesure.

Une fois connues la caractéristique Volt/Ampère et

l'évolution du courant d'émission I_e en fonction de V_m (cf B.2.2) dans le vide et à 2.2 Torr, la mesure de la tension d'amorçage V_b est effectuée pour différentes valeurs de V_m appliquée sur le MIM (c'est-à-dire pour différentes valeurs de I_e). On vérifie que la décharge n'a pas détruit l'échantillon MIM en réitérant les mesures décrites en B.2.2.

CHAPITRE III.

RESULTATS EXPERIMENTAUX.

A. Etude de l'émission électronique.

Le premier résultat important de cette étude est la mise en évidence d'un courant d'électrons émis dans le vide lorsqu'est appliqué un champ électrique E de valeur suffisante à un isolant. Selon l'épaisseur de l'échantillon, les caractéristiques d'émission diffèrent notablement.

A.1 Pseudo-cathode (épaisseur de l'ordre de 100 μm).

Deux matériaux ont été principalement étudiés à l'aide du montage décrit dans le paragraphe A.1 du chapitre II: le Kapton et le Téflon. Ils présentent des comportements similaires. Trois régimes d'émission ont pu être identifiés selon l'intensité E du champ électrique appliqué:

Régime I pour $E_{s1} < E < E_{s2}$

Régime II pour $E_{s2} < E < E_{s3}$

Régime III pour $E > E_{s3}$

Le tableau ci-dessous donne un ordre de grandeur des champs E_{si} pour les deux matériaux étudiés.

	E_{s1} (V/m)	E_{s2} (V/m)	E_{s3} (V/m)
Téflon	$3 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^7$	$11 \cdot 10^7$
kapton	$2 \cdot 10^7$	$6,6 \cdot 10^7$	$>12 \cdot 10^7$

A.1.1 Régime I.

Lorsque E dépasse une valeur seuil E_{s1} , un courant d'émission électronique I_e est détecté par le channeltron. L'émission est une fonction qui dépend de deux paramètres: le temps et l'intensité du champ E appliqué.

A.1.1.a Emission pendant l'application du champ E .

1) Evolution temporelle du courant I_e d'émission.

Après l'application du champ E (à $t=0$ et pendant T_i), le courant d'émission I_e détecté décroît suivant une loi proportionnelle à t^{-n} (où n prend des valeurs comprises entre 0.16 et 0.44) et tend vers une valeur constante I_ℓ . De façon générale, I_e à $t=100$ s est de l'ordre du dixième de l'émission à $t=1$ s. I_e est probablement proportionnel au courant de conduction I_c à l'anode. En effet, divers travaux montrent que I_c recueilli à l'anode, lorsque celle-ci est une plaque, présente la même loi de décroissance en t^{-n} . Divers matériaux ont été étudiés [18], [19], [20]: Téflon, polyéthylène, polystyrène, polyméthyle méthacrylate, polymère epoxy; n prend des valeurs comprises entre 0.3 et 1.2.

La figure III.A.1. donne un exemple de la décroissance observée dans la présente expérience pour $E=6.10^7$ V/m. n est une fonction croissante du champ E appliqué (fig.III.A.2) ce qui confirme que la valeur limite I_ℓ est atteinte plus rapidement pour les grandes valeurs de E , comme cela a été observé [20].

2) Variation de I_e en fonction du champ électrique E .

(i) Le courant d'émission est une fonction croissante du champ E . La figure III.A.3 montre l'évolution de l'intensité intégrée sur le temps T_i d'application du champ en fonction de l'intensité de ce dernier. On remarque que le Kapton a un pouvoir émissif d'un ordre de grandeur supérieur à celui du

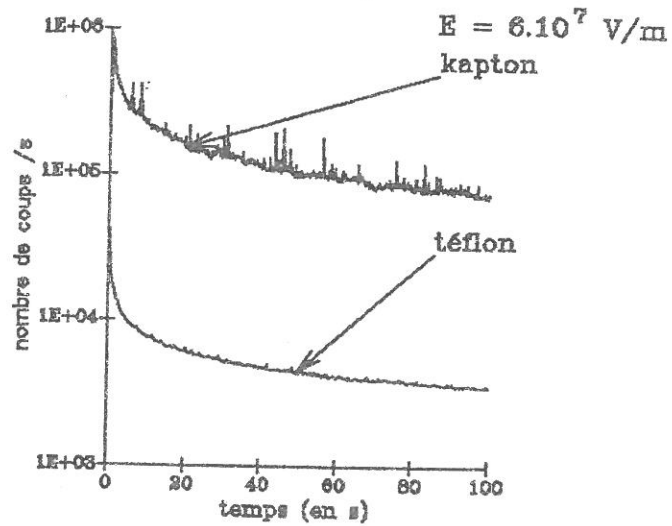


Fig.III.A.1. Régime I: émission électronique en fonction du temps; le courant d'émission suit une loi $\# t^{-n}$.

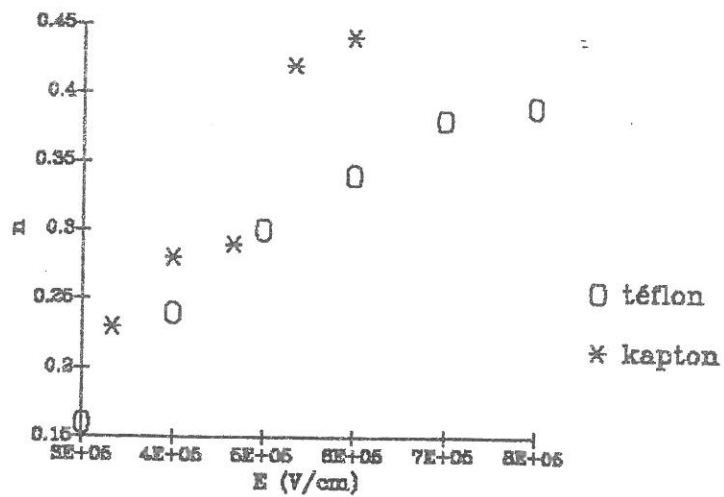


Fig.III.A.2. Régime I: coefficient n en fonction du champ appliqué E .

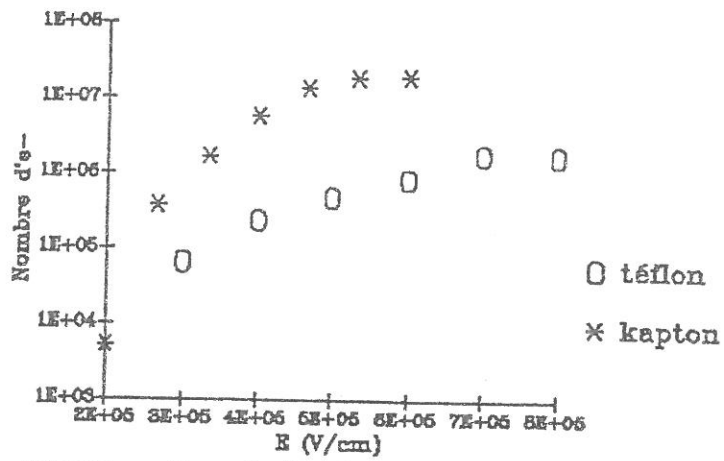


Fig.III.A.3. Régime I: émission électronique intégrée sur 200 s, pendant l'application du champ, en fonction de l'intensité de celui-ci.

Téflon. En outre, les deux courbes semblent tendre chacune asymptotiquement vers une constante.

Ce comportement asymptotique est peut-être dû aux caractéristiques du système de détection. En effet, l'efficacité de celui-ci dépend de l'énergie des charges émises par l'isolant. Quelques informations nous sont connues: seuls les électrons possédant une énergie supérieure à 120 eV peuvent franchir la barrière de potentiel du premier cylindre de focalisation (cf fig.II.A.2, chap.II) et être ensuite détectés; la courbe de réponse en énergie du channeltron admet une limite supérieure de l'ordre de 10^4 eV (cf fig.II.A.4, chap.II); en outre, le système de déviation ainsi que la dimension de l'entrée polarisée du channeltron sont à l'origine d'une réduction de la largeur de la bande d'énergie détectée.

Si l'énergie moyenne des électrons (ainsi que le courant I_e) est supposée croissante en fonction du champ E, pour les grandes valeurs de E, il est possible que la valeur de l'énergie moyenne des électrons s'approche de la limite supérieure de la bande d'énergie détectable; ceci peut expliquer le comportement asymptotique de l'émission électronique. Il est aisé d'imaginer que dans ces conditions, on devrait observer une décroissance de l'émission détectée, voire même une détection nulle, pour des champs encore plus élevés; la vérification en est impossible, puisque pour ces champs élevés, il se produit un claquage dans le diélectrique.

(ii) L'émission électronique suit une loi de type "Fowler-Nordheim" (FN) définie dans le chapitre I. En effet, en traçant les courbes $\text{Log}\left(I_e/E^2\right) = f(1/E)$ pour différentes valeurs de t (t=1 à 100 s), on obtient avec une bonne approximation des droites (fig.III.A.4 et III.A.5) au moins dans la région où les champs ne sont pas trop intenses. I_e est donc tel que $I_e = A' m^2 E^2 \exp(-B/mE)$ où B est une constante, A' une fonction du temps et m est un facteur multiplicatif dépendant du temps. En effet, l'intensité des

Loi de Fowler-Nordheim.
téflon

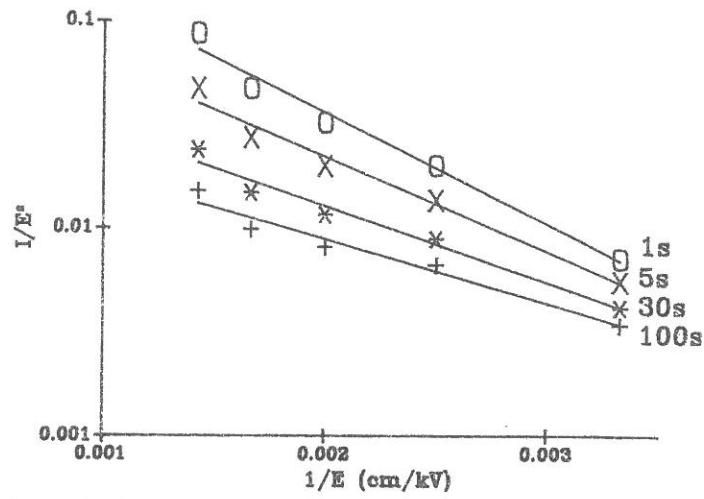


Fig.III.A.4. Régime I: $I/E^2 = f(1/E)$. Loi de Fowler-Nordheim; Téfion.

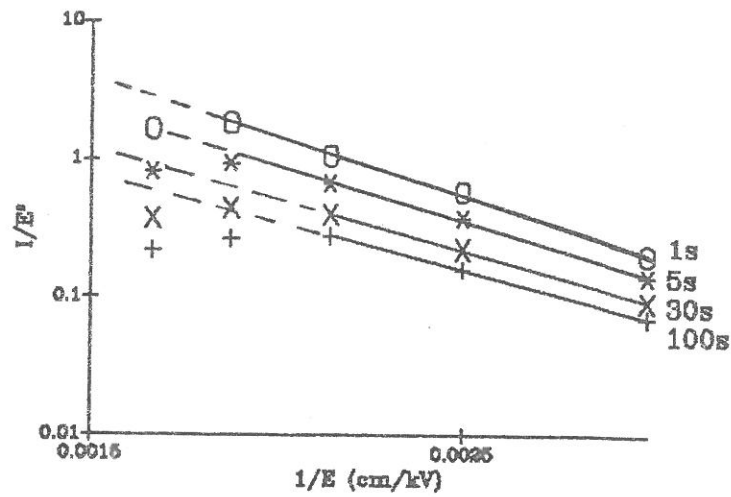


Fig.III.A.5. Régime I: $I/E^2 = f(1/E)$. Loi de Fowler-Nordheim; Kapton.

champs appliqués étant nettement inférieure (deux ordres de grandeurs) à celle nécessaire pour observer une émission de champ du type Fowler-Nordheim, il doit donc exister, pour que cette émission soit possible, un effet d'amplification du champ à l'interface métal-isolant. Cette amplification peut être le résultat cumulé des effets de pointes dues aux irrégularités de la surface du métal, d'hétérogénéités induisant des variations locales du potentiel de surface, et de la distribution des charges dans la région du diélectrique proche de la cathode. Cette dernière suggestion postule l'existence d'une double couche qui peut être due à une migration d'ions vers la cathode par l'action du champ électrique sur les impuretés présentes dans le diélectrique. Une telle migration a été observé dans un polyéthylène basse densité [21]. Par ailleurs, ces impuretés peuvent aussi favoriser la conduction par saut de piège en piège.

On a déjà vu que I_e est proportionnel au courant I_c ; les courbes des figures III.A.4 et III.A.5 suggèrent que I_e (i.e I_c) est proportionnel à un courant électronique I_{FN} émis (par effet de champ) par la cathode et injecté dans le diélectrique. A' peut être exprimé sous la forme $AT_r(t)$ où $T_r(t)$ est un coefficient de transmission (dépendant lui aussi du temps) et A une constante. $I_e(t)$ peut donc s'écrire:

$$I_e(t) = AT_r(t)m(t)^2 E^2 \exp\left(-\frac{B}{m(t)E}\right) \quad (\text{A.1})$$

A partir des courbes III.A.4 et III.A.5, il est possible de calculer les coefficients A' et B' pour les différentes valeurs de t et d'en déduire l'évolution des rapports $\frac{m(t)}{m(t=1s)}$ et $\frac{T_r(t)}{T_r(t=1s)}$ en fonction du temps. Les courbes correspondantes (fig. III.A.6 et III.A.7) montrent que $m(t)$ croît en fonction du temps tandis que $T_r(t)$ décroît.

Le comportement de $m(t)$ et de $T_r(t)$ (qui semblent tendre asymptotiquement vers une constante) suggère que la distribution des charges, dans le diélectrique et aux interfaces métal-isolant, évolue en fonction du temps pour arriver à une configuration stable après une période de temps

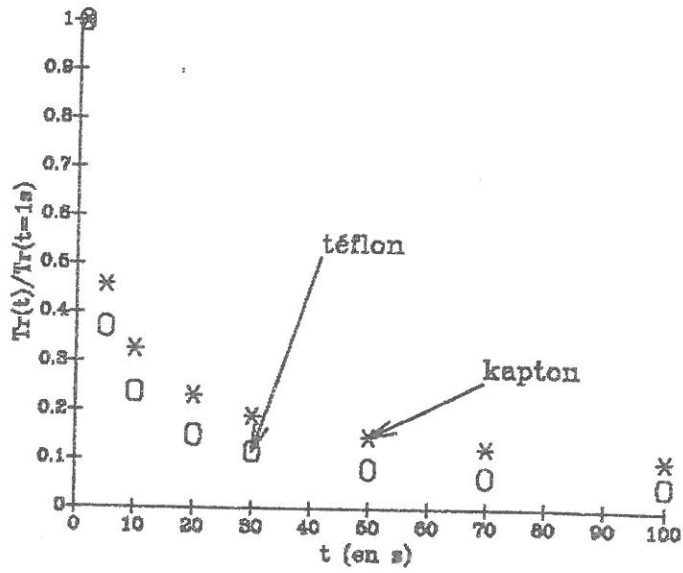


Fig.III.A.6. Régime I: coefficient de transmission réduit $Tr(t)/Tr(t=1s)$ en fonction du temps.

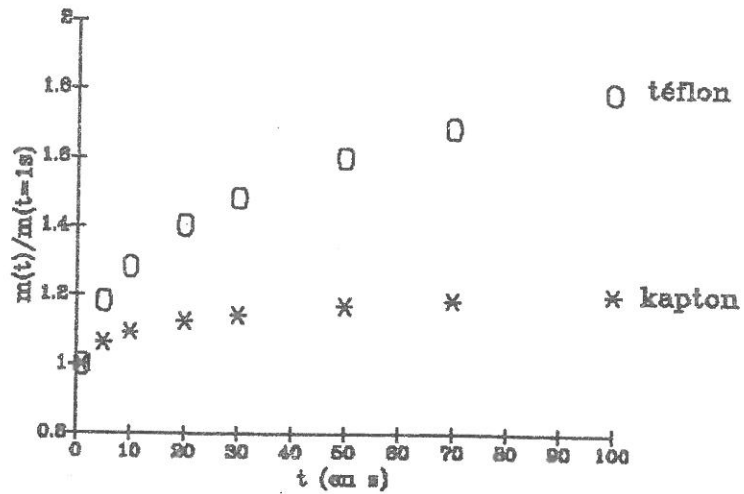


Fig.III.A.7. Régime I: coefficient d'amplification réduit $m(t)/m(t=1s)$ en fonction du temps.

suffisamment longue (quelques minutes, quelques heures?) pendant laquelle E a été appliqué. La croissance de $m(t)$ indiquerait une accumulation de charges positives dans la région proche de la cathode qui entraîne une augmentation de 20% du champ à la surface du métal dans le cas du Téflon et 80% dans le cas du Kapton (on pense à l'effet Malter [22]), ce qui peut expliquer l'émissivité plus importante du Kapton ; la décroissance de $T_r(t)$ peut s'expliquer par une accumulation de charges négatives près de l'anode qui s'opposerait au passage du courant ou encore par un déséquilibre de charges au voisinage de l'anode, au bénéfice des charges positives, déséquilibre causé par l'émission d'électrons dans le vide, une surface chargée positivement émettant moins bien que la même chargée négativement.

Ces hypothèses sont tout à fait cohérentes avec une étude [21] [23] effectuée sur l'évolution temporelle des distributions de charges et des champs électriques dans un isolant (polyéthylène basse densité) soumis à des champs électriques du même ordre de grandeur que les nôtres. En effet, il a été montré que la distribution des charges évolue pendant plusieurs heures avant de se stabiliser (fig. III.A.8) et peut entraîner des amplifications de champs de 100%. Par ailleurs, la nature du diélectrique et des électrodes joue un rôle important.

Un autre processus d'injection d'électrons dans le diélectrique est encore possible: la neutralisation d'un ion permet d'extraire par effet Auger un électron du métal [7].

Dans ce cas, le processus de conduction ionique permettrait de compenser les pertes dues aux neutralisations.

Le courant de conduction est sûrement composé de la somme des courants dus aux effets de champ, à la neutralisation des ions (voire d'autres processus), il serait par conséquent utile de mesurer ce courant, ce qui permettrait certainement de pouvoir confirmer l'existence de certains processus.

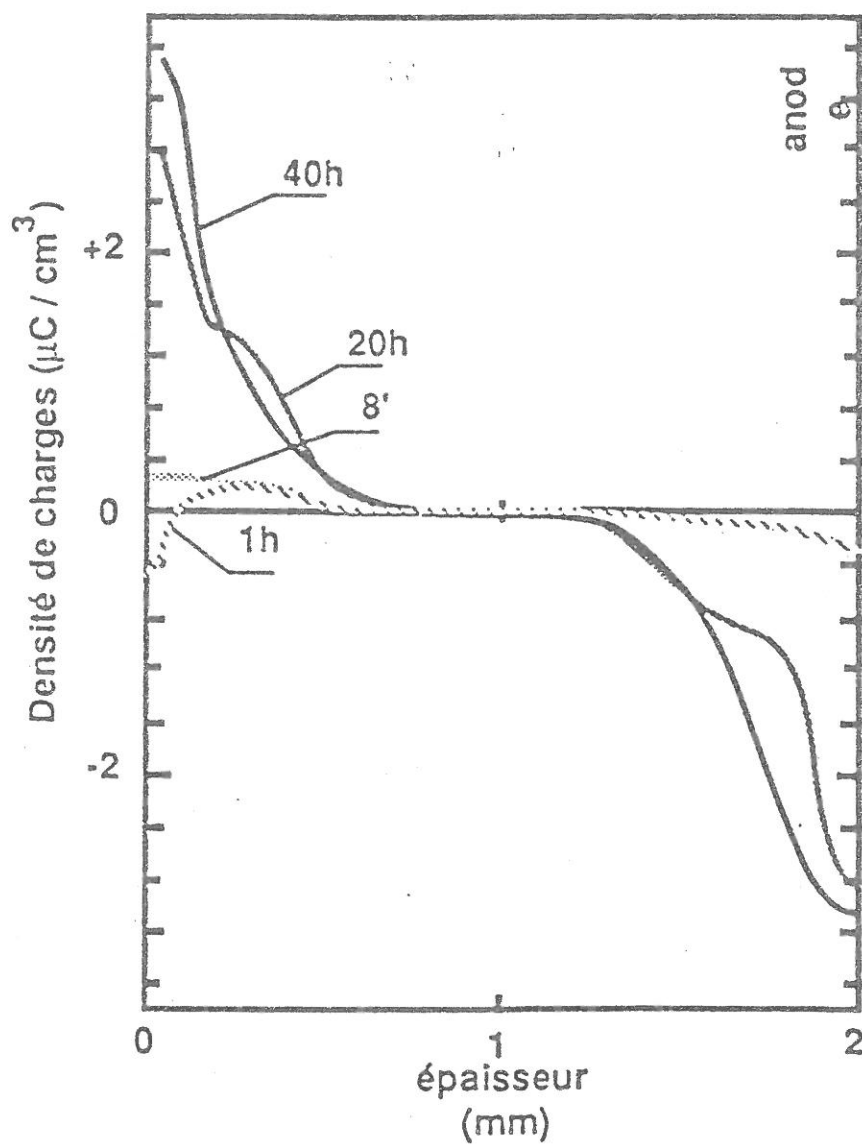


Fig.III.A.8. Distribution spatiale de la densité de charge dans un échantillon de polyéthylène basse densité soumis à un champ électrique de 30 kV/mm à différents instants [21].

A.1.1.b Après la coupure du champ E.

Après la coupure du champ électrique, on observe une émission électronique résiduelle; la figure III.A.9 montre ce phénomène lorsque le champ est coupé à $t=200$ s. Ce courant $I_{e_{\text{coupure}}}$ suit une loi du type "exponentielle décroissante" telle que $I_{e_{\text{coupure}}} = C \exp(-\beta t)$ avec β compris entre $5 \cdot 10^{-3}$ et $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$.

La figure III.A.10 montre que le coefficient β dépend de l'intensité du champ E. Dans le cas du Kapton, β est une fonction linéaire croissante telle que $\beta = aE$ avec $a = 3,15 \text{ cm V}^{-1} \text{ s}^{-1}$; l'interpolation à $E=0$ donne $\beta \neq 0$. Dans le cas du Téflon, il est impossible de mettre en évidence une quelconque loi de régression, les points expérimentaux étant trop dispersés.

A.1.1.c Emission photonique.

Pour les champs les plus élevés (supérieurs à $6 \cdot 10^7$ V/m), une émission photonique est détectée lorsque l'échantillon est en Téflon. Dans le cas du Kapton, aucune émission de ce type n'a été détectée dans le régime I; elle apparaît pourtant pour des champs correspondant au régime II. Ce phénomène d'électroluminescence semble liée à l'émission électronique puisque le taux d'émission de photons suit une loi décroissante ($t^{-0.38}$) semblable à celle des électrons ($t^{-0.40}$). La figure III.A.11 en donne un exemple.

L'électroluminescence paraît ici associée à l'injection d'un courant dans le diélectrique; elle peut être provoquée par l'impact d'électrons "chauds" sur le réseau, l'émission de photons est alors proportionnelle au courant injecté [24], ou encore par une désexcitation (neutralisation) radiative des ions positifs au voisinage de la cathode, mais cela signifie que le libre parcours moyen des photons dans le diélectrique est grand ($\approx 100 \mu\text{m}$), cela reste à vérifier.

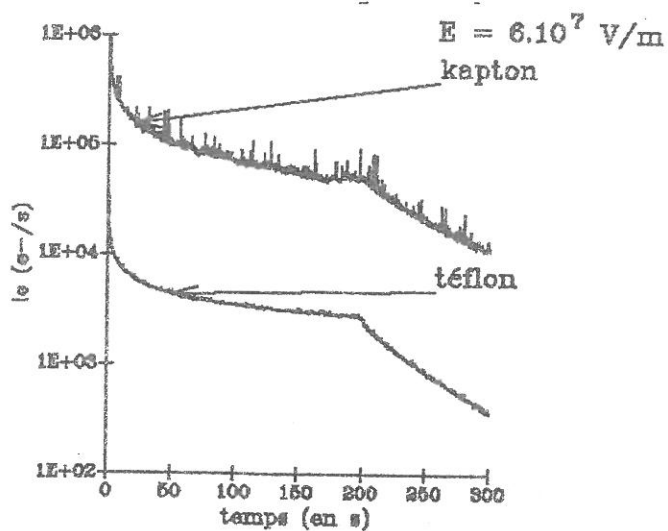


Fig.III.A.9. Régime I: émission électronique en fonction du temps; le champ électrique est coupé à $t=200 \text{ s}$; l'émission suit alors une loi $\propto e^{-\beta t}$.

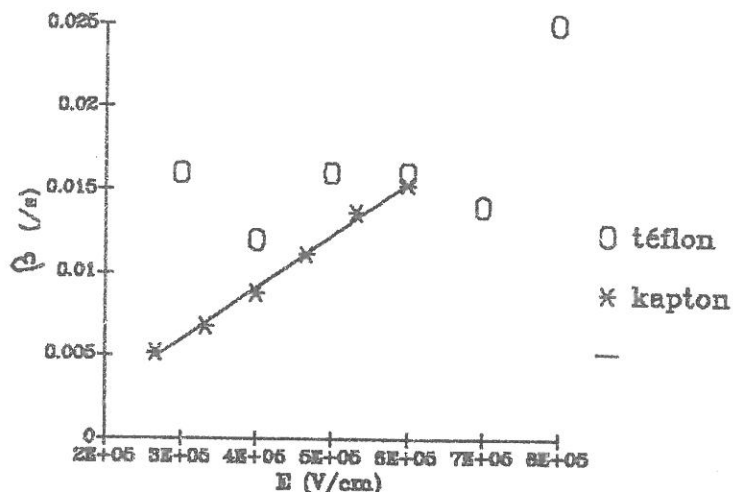


Fig.III.A.10. Régime I: le coefficient β fonction du champ E appliqué.

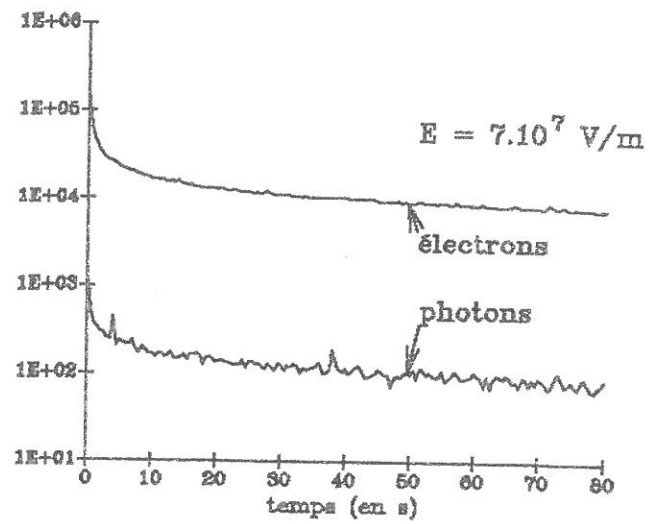


Fig.III.A.11. Régime I: émission électronique et photonique en fonction du temps; Téflon; électron # $t^{-0.38}$, photons # $t^{-0.40}$.

L'observation de cette électroluminescence renforce l'hypothèse que le courant d'émission I_e a pour origine un courant injecté par la cathode dans l'isolant.

A.1.2 Régime II.

Lorsque le champ électrique augmente et dépasse un second seuil (E_{s2}), le courant d'émission I_e et simultanément l'émission de photons deviennent instables et présentent de nombreuses fluctuations. Les figures III.A.12 et III.A.13 donnent un exemple de ces instabilités; l'émission photonique du diélectrique permet de suivre convenablement l'évolution des instabilités, alors que le courant d'émission détecté qui est nul lorsque le taux de comptage dépasse $5 \cdot 10^6$ coups/s (channeltron saturé), est bien supérieur à celui du régime I. La mise en évidence du fait que les pics d'émission sont associés à des "préclaquages" dans le diélectrique a été effectuée à l'aide du montage de la figure III.A.14. La mesure du potentiel V_r permet de détecter un claquage sous la forme de variations de ce potentiel (qui correspond à un courant de conduction de valeur élevée dans le diélectrique). Les figures III.A.15 et III.A.16 en donnent deux exemples: sur chacun de ces oscillogrammes, la courbe du haut correspond à V_r , la courbe du bas à la sortie du channeltron. Trois observations ont été faites:

- 1) un claquage entraîne une saturation du channeltron qui correspond donc à une forte émission électronique,
- 2) le courant de claquage présente un maximum puis décroît: sa durée est de l'ordre de 1 ms,
- 3) l'électroluminescence apparaît soit pour des champs légèrement inférieurs à E_{s2} (téflon), soit à partir de E_{s2} (Kapton). Le régime II caractérise une zone de préclaquage du diélectrique et l'électroluminescence semble annoncer l'entrée dans cette zone. Cette dernière propriété a été également identifiée lorsqu'un champ alternatif est appliqué [25].

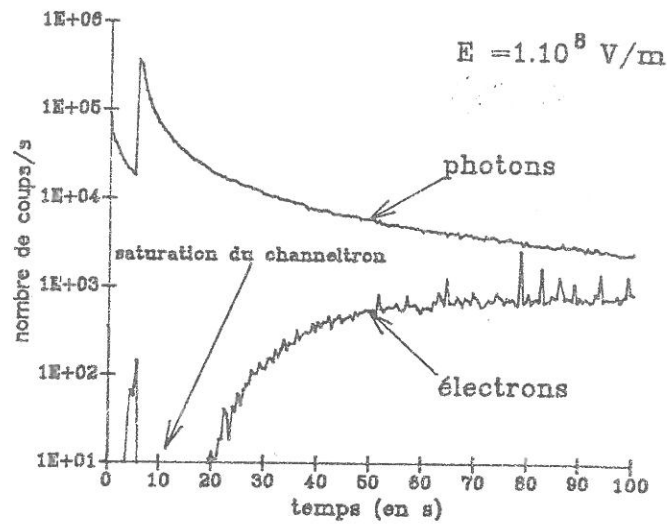


Fig.III.A.12. Régime II: émission électronique et photonique en fonction du temps; Téflon; on note la saturation du channeltron due au fort courant d'émission.

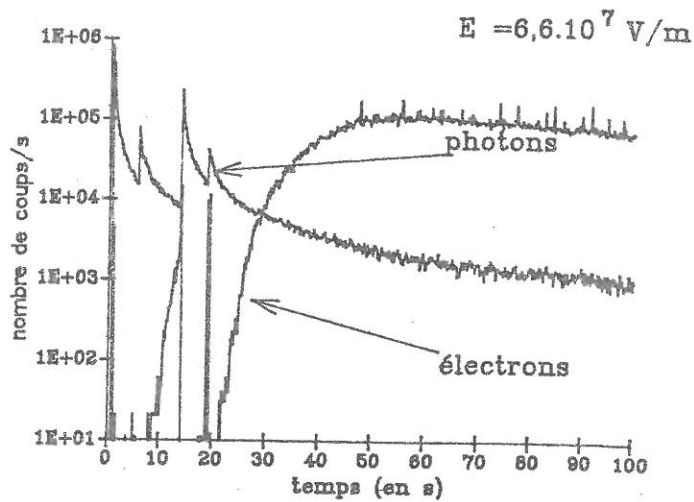


Fig.III.A.13. Régime II: émission électronique et photonique en fonction du temps; Kapton; on note la saturation du channeltron due au fort courant d'émission.

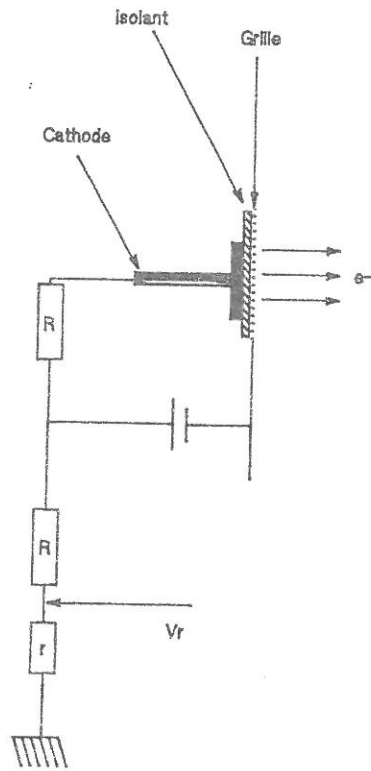
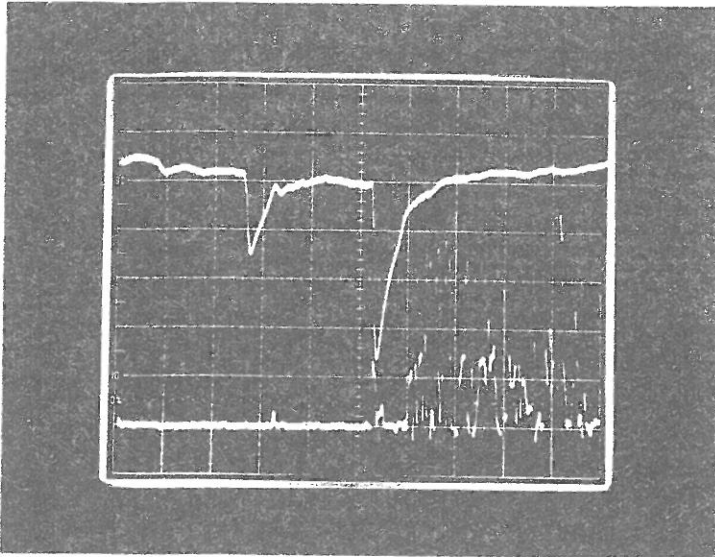
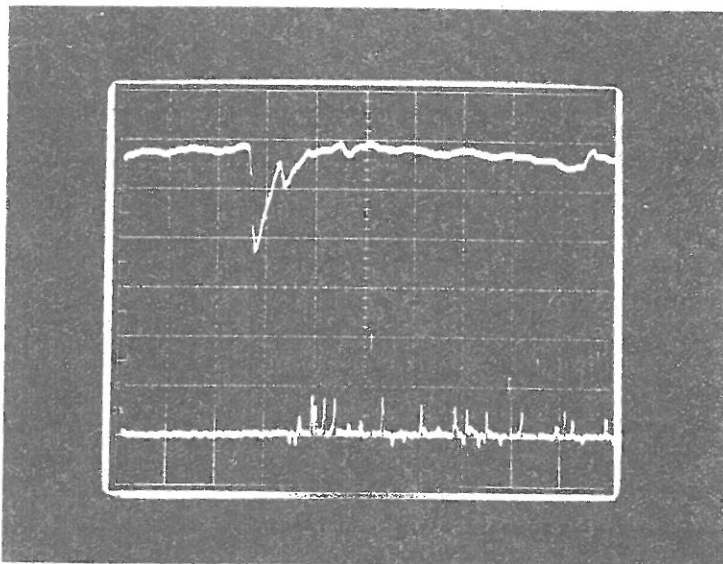


Fig.III.A.14. La variation du potentiel V_r permet de détecter un fort courant de conduction dans le diélectrique.



$s=2 \text{ ms/cm}$
 $E=1,1 \cdot 10^8 \text{ V/m}$
téflon

Fig.III.A.15



$s=2 \text{ ms/cm}$
 $E=1,2 \cdot 10^8 \text{ V/m}$
téflon

Fig.III.A.16

Il est cependant nécessaire de vérifier ces suppositions: en améliorant l'efficacité de détection du système et en renouvelant les mesures pour les champs faibles pour confirmer que cette électroluminescence est bien caractéristique de l'approche du claquage. Si cette propriété était effectivement vraie, on aurait alors un moyen de détecter l'arrivée d'un claquage du diélectrique avant la destruction de ce dernier et donc de s'en protéger (à l'aide d'une électronique rapide).

A.1.3 Régime III.

Lorsque le champ électrique dépasse une troisième valeur critique (E_{S3}), il se produit un claquage dans le diélectrique, claquage qui se traduit par une croissance très rapide du courant de conduction; ce courant est interrompu par coupure de la tension d'alimentation lorsqu'il dépasse un seuil prédéterminé. Une fois l'alimentation coupée, on observe une émission électronique résiduelle importante, décroissant en fonction du temps selon une loi du type At^{-m} (dans le cas du Téflon, $m \approx 1$). Cette exoémission reste détectable pendant plusieurs heures (fig.III.A.17).

Les mesures dans cette zone de champ posent un grave problème: un claquage dans le diélectrique peut se traduire par un endommagement du système de détection (en particulier, par une destruction de la carte d'acquisition). Nous n'avons donc pas osé prendre le risque d'une nouvelle destruction en testant le comportement du Kapton. Cependant, compte tenu des caractéristiques assez semblables du Kapton et du Téflon dans le régime II, on peut supposer que le Kapton présente aussi un tel comportement.

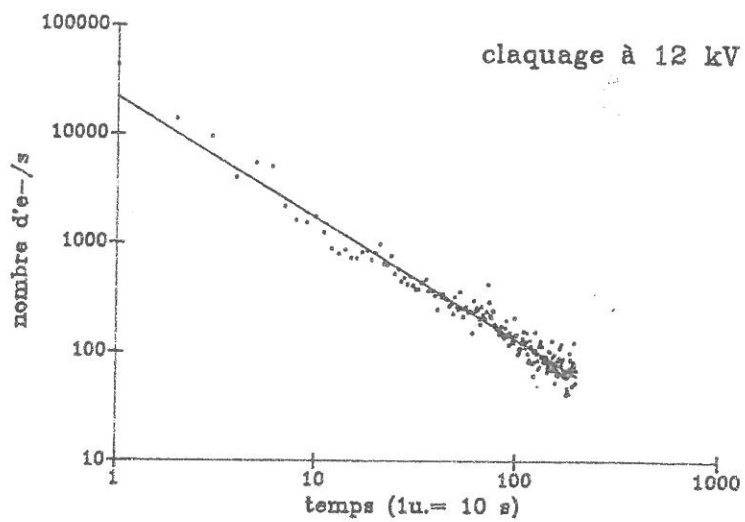


Fig.III.A.17. Régime III: émission électronique après un claquage dans le diélectrique; Téflon.

A.2 Système MIM (épaisseur de l'ordre de 100 Å).

A.2.1 Caractéristiques Volt-Ampère.

Les caractéristiques que nous avons mesurées (cf montage décrit dans le paragraphe B du chapitre II) ont en moyenne le même comportement anormal (fig.III.A.18): après avoir atteint une valeur maximum de plusieurs mA, le courant de conduction I_m (en fonction de V_m) collecté par l'anode en or présente une pente négative, puis atteint un minimum relatif pour croître à nouveau avec des instabilités importantes.

Lorsque le nombre de mesures augmente, le maximum de I_m a tendance à se déplacer vers des valeurs de V_m plus élevées et sa valeur croît. Les deux types d'échantillons testés (MIM1:100 Å, MIM2:130 Å) donnent des caractéristiques tout à fait similaires, mais la reproductibilité des mesures reste faible et ne permet qu'une description qualitative des phénomènes.

Si on augmente V_m , on observe à la surface du MIM (coté or) une électroluminescence sous forme de points lumineux et, simultanément, une augmentation des instabilités de courant qui amène à un claquage du MIM . Dans ce cas, le courant de conduction I_m reste ensuite nul quelle que soit la valeur de V_m . L'arrêt de la conduction résulte du grand nombre de "microtrous" créés dans les couches du MIM par le claquage [26].

A.2.2 Le courant d'émission I_e d'un MIM.

Le courant d'émission I_e a été mesuré en même temps que la caractéristique Volt-Ampère du MIM. Lorsque le maximum de I_m se trouve à V_m de l'ordre de 3-4 V, un courant d'émission apparaît dans la région proche de ce maximum (fig.III.A.18). I_e n'est pas une fonction monotone de V_m : il présente un maximum, un minimum relatif puis croît très rapidement. Il est à remarquer que ce courant d'émission est très important puisque des intensités de 10^{-10} A sont mesurées.

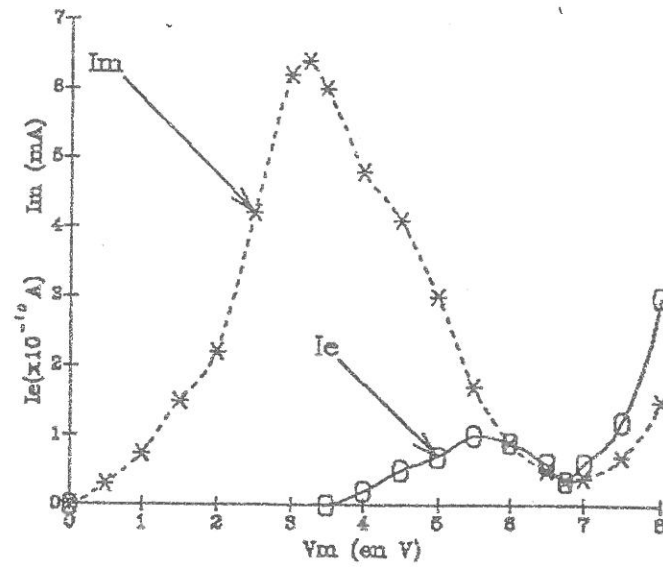


Fig.III.A.18. Caractéristique Volt-Ampère ($I_m = f(V_m)$) et courant d'émission I_e en fonction de V_m ; MIM1, épaisseur: 100 Å.

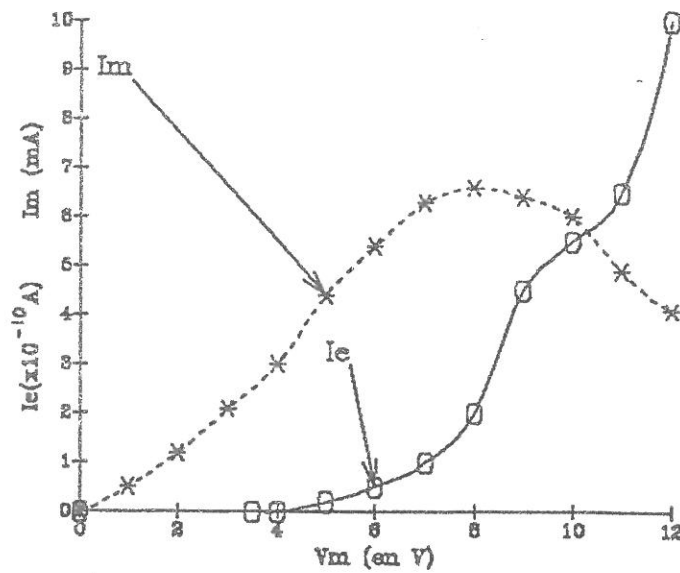


Fig.III.A.19. Caractéristique Volt-Ampère ($I_m = f(V_m)$) et courant d'émission I_e en fonction de V_m ; MIM2, épaisseur: 130 Å.

Lorsque le maximum de I_m se trouve à de plus grandes valeurs de V_m (>6 V), I_e est simplement une fonction croissante de V_m (fig.III.A.19). Comme dans le cas du courant de conduction, la reproductibilité des mesures n'est pas suffisante pour pouvoir donner une description autre que qualitative. En outre, ces échantillons sont d'une grande fragilité: un séjour de deux mois à la pression atmosphérique modifie leurs caractéristiques. Les courants d'émission et de conduction sont alors extrêmement instables et le claquage intervient rapidement.

Les caractéristiques "anormales" d'émission et de conduction du MIM sont fortement liées à la nature du métal de la couche anodique. En effet, de tels comportements ont été observés lorsque l'anode est en or ou en argent [27] [28] alors que lorsqu'elle est en aluminium les caractéristiques d'émission et Volt-Ampère sont plus stables. De plus, il a été mis en évidence dans ce cas de figure, que I_e est proportionnel à la loi de Fowler-Nordheim et que I_m est la somme d'au moins deux courants: un courant de type Fowler-Nordheim (pour les grandes valeurs de V_m) et un courant ohmique (pour les faibles valeurs de V_m) [28] [29]. Lorsque la couche supérieure est en or, aucun modèle n'a encore réussi à expliquer la caractéristique "anormale".

B. Influence des sources d'électrons sur la tension d'amorçage.

B.1 Première source: Pseudo-cathode.

Les mesures de V_b , la tension d'amorçage du gaz ont été effectuées principalement avec le Kapton comme diélectrique (cf montage décrit dans le paragraphe A.2, chap.II): le Téflon ne présente qu'une faible émissivité et les tests l'utilisant n'ont pas donné de résultats probants. L'amorçage a été étudié dans l'azote pour des pressions allant de 0.5 à 1.6 Torr.

La figure III.B.1 montre que la région d'étude se trouve à droite du minimum de la courbe de Paschen. L'influence de deux paramètres a été établie et étudiée: tension V_c appliquée à la cathode de la pseudo-cathode et instant T_1 d'application de V_c .

Un troisième facteur intervient: l'intervalle de temps T_3 entre deux mesures. A $V_c=0$, V_b est une fonction croissante de T_3 et tend asymptotiquement vers une constante V_{b_0} . Cette valeur est atteinte lorsque $T_3 \approx 60$ s. Les mesures ont donc été effectuées pour cette valeur de T_3 .

B.1.1 Influence de V_c .

A T_1 donné, V_b est une fonction décroissante de V_c (fig.III.B.2), ce qui est cohérent avec l'évolution du taux d'émission électronique décrite en A.1 de ce chapitre: V_b est une fonction décroissante du nombre N d'électrons présents à T_1 et on a vu que N croît avec le champ électrique appliqué (i.e V_c). Pour les valeurs les plus grandes de T_1 , la décroissance de V_b est plus rapide avant d'atteindre une limite V_{b_ℓ} (fig.III.B.3); l'amorçage se produit alors à un instant T_b identique à T_1 (le retard n'est pas mesurable à l'échelle de temps de la mesure) . V_b suit donc un comportement similaire à celui décrit par le modèle probabiliste (cf fig.I.B.10, chap.I): lorsque le nombre d'électrons présents au voisinage de la pseudo-cathode est élevé, la tension d'amorçage tend vers la tension seuil V_s telle que $\gamma \left(e^{\alpha(V_s)d} - 1 \right) = 1$ (critère de Townsend); ceci permet de confirmer que les hypothèses d'études de ce modèle probabiliste permettent de décrire l'amorçage dans nos conditions expérimentales (décharge à basse pression). En posant $V_s = V_{b_\ell}$, il est donc possible d'obtenir une valeur du second coefficient de Townsend: en effet, le champ réduit expérimental E/p (≈ 200 V/cm.Torr) se trouvant dans la région de validité de la formule de Von Engel et Steenbeck (cf relation A.2.7, chap.I), le calcul donne $\gamma = 3,09 \cdot 10^{-4}$.

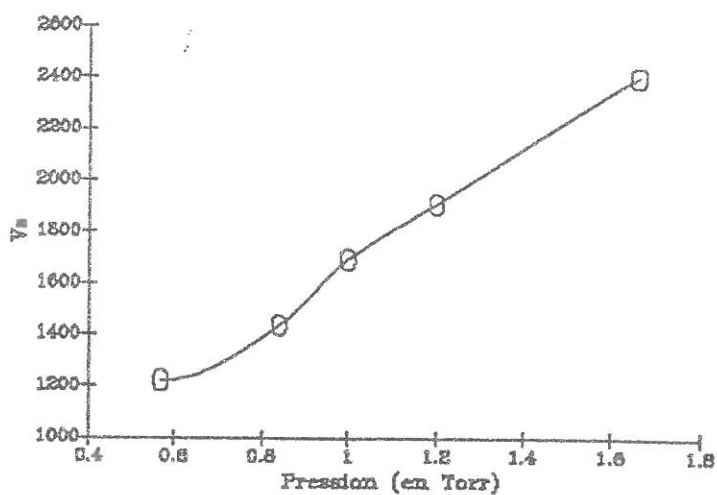


Fig.III.B.1. Loi de Paschen mesurée dans l'azote; distance entre les électrodes: 12 cm.

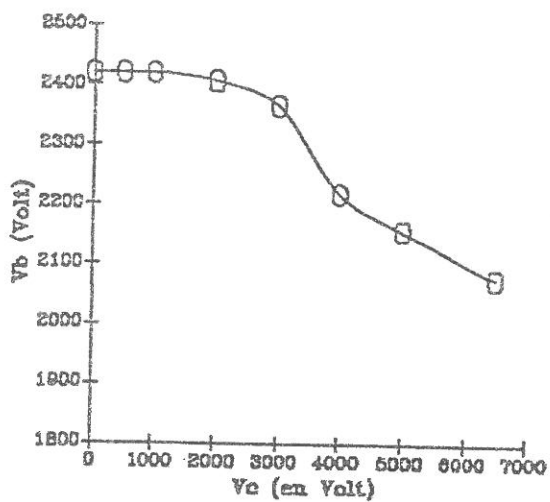


Fig.III.B.2. Tension d'amorçage V_b en fonction de la tension appliquée V_c à la cathode de la pseudo-cathode.
Gaz: azote; $p=1.6$ Torr; $T_1=4.1$ s.

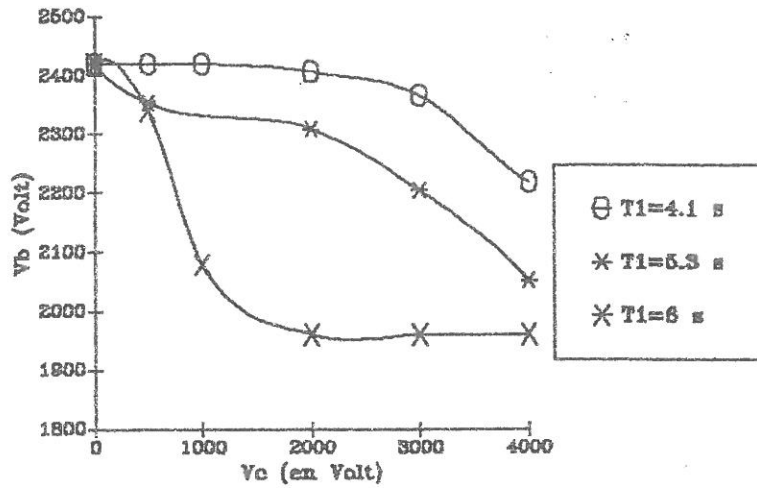


Fig.III.B.3. Tension d'amorçage V_b en fonction de V_c pour différentes valeurs de T_1 .

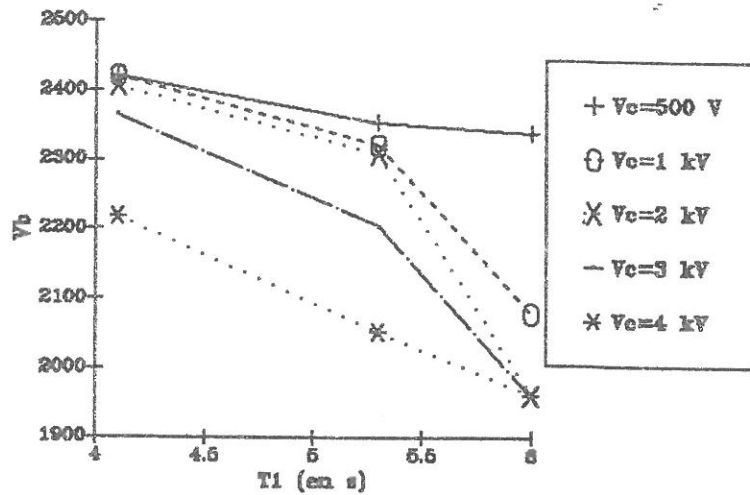


Fig.III.B.4. Tension d'amorçage V_b en fonction de l'instant T_1 d'application de la tension V_c à la cathode de la pseudo-cathode, pour différentes valeurs de V_c .

Gaz: azote; $p=1.6$ Torr.

Cette valeur de γ représente l'émission secondaire du métal de la grille et du diélectrique en contact avec le gaz et est tel que $\gamma = \mathcal{T}\gamma_d + (1-\mathcal{T})\gamma_m$, \mathcal{T} est la transparence de la grille ($\approx 70\%$), γ_m et γ_d sont les seconds coefficients de Townsend respectivement pour le métal et le diélectrique. La littérature [30] [31] donne des ordres de grandeur pour γ (pour les métaux) de 10^{-5} à 10^{-1} ; la valeur de γ calculée est donc conforme.

B.1.2 Influence de T_1 .

La figure III.B.3 montre que l'instant d'application T_1 joue un rôle important; plus précisément la figure III.B.4 montre que V_b est une fonction décroissante de T_1 . Ce comportement s'explique aisément: le courant d'émission électronique I_e à l'instant T_b est proportionnel à $(T_b - T_1)^{-n}$. Lorsque T_1 augmente, $T_b - T_1$ diminue, I_e augmente donc et la probabilité d'amorçage aussi. Supposons que l'amorçage intervienne lorsque la probabilité P_0 vaut $1-\epsilon$ (où $\epsilon \ll 1$); on a vu précédemment que $P_0 = 1 - \left(1/q^{N(V_c)}\right)$, où $N(V_c)$ représente le nombre d'électrons présents à la cathode et $q = \gamma \left(e^{\alpha(V_b)d} - 1\right) \approx \gamma e^{\alpha(V_b)d}$. On a donc l'égalité suivante:

$$\left(\gamma e^{\alpha(V_b)d}\right) N(V_c) = \gamma \left(e^{\alpha(V_{b0})d}\right) N(0) \quad (\text{B.1.2.1})$$

où V_{b0} est la tension d'amorçage pour $V_c=0$ et V_b est la même tension pour $V_c \neq 0$.

A partir de la relation de Von Engel et Steenbeck, on montre que:

$$\frac{N(V_c)}{N(0)} = \frac{\text{Log}(\gamma) + A p d \exp(-B p d / V_{b0})}{\text{Log}(\gamma) + A p d \exp(-B p d / V_b)} \quad (\text{B.1.2.2})$$

γ a été calculé, $p d$ vaut 19.2 Torr.cm, A et B sont connus [], il est donc possible de calculer le rapport $\frac{N(V_c)}{N(0)}$.

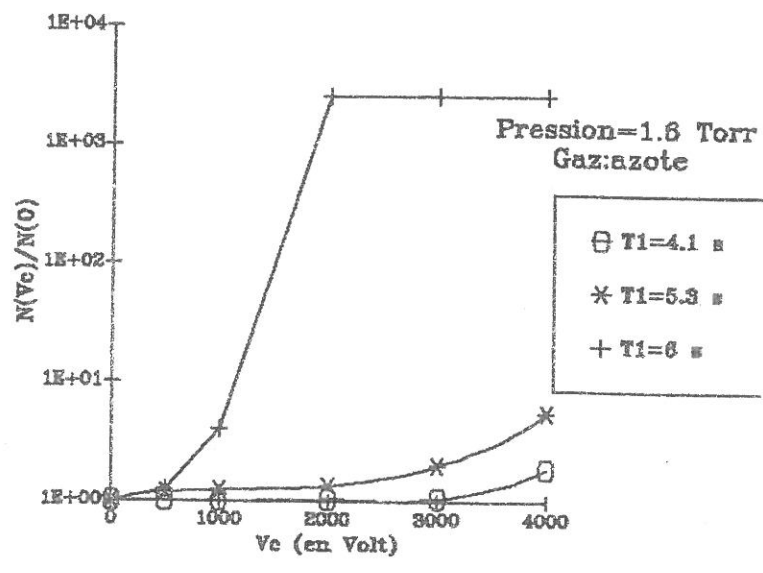


Fig.III.B.5. $N(V_c)/N(O)$ en fonction de la tension V_c .

La figure III.B.5 montre bien que $\frac{N(V_c)}{N(0)}$ est une fonction croissante de V_c ; de plus, à V_c fixée (>1000 V), la valeur de N pour $T_1=6$ s est de trois ordres de grandeur supérieurs à celle correspondant à $T_1=5.3$ s. Cela correspond tout à fait au comportement, précédemment observé, de la source d'électrons dont le taux d'émission décroît très rapidement dans les premiers instants.

Le tableau ci-dessous résume ces données en présentant $\Delta N/N(0)$ en fonction de V_c et t , où $\Delta N=N(V_c)-N(0)$ et $t=T_b-T_1$.

$\Delta N/N(0)$	$V_c=500$ V	1000 V	2000 V	3000 V	4000 V
$t= 0$ s	0.23	3	2528	> 2528	> 2528
$t= 0.7$ s	0.28	0.23	0.35	0.98	4.48
$t= 1.9$ s	0	0	0.03	0.5	0.87

On remarque qu'il existe une émission électronique en dessous du seuil E_{S_1} décrit plus haut en A.1 ; ceci signifie que les électrons émis à ces tensions possèdent une énergie inférieure à 120 eV, énergie qui ne leur permet pas de dépasser la barrière de potentiel du système de focalisation et donc d'être détectés.

B.2 Seconde source: MIM.

Les mesures de V_b ont été effectuées dans le néon à une pression de 2.2 Torr (cf montage décrit dans le paragraphe B.2, chap.II); le MIM utilisé a une épaisseur de 130 Å (MIM2). La figure III.B.6 donne l'évolution de V_b en fonction du courant d'émission I_e et montre un comportement similaire à ce qui a été observé avec la première source d'électrons (V_b tend vers V_{b_0} pour les valeurs élevées de I_e). I_e a été mesuré après la série de mesures de V_b (il est impossible de le mesurer pendant la décharge).

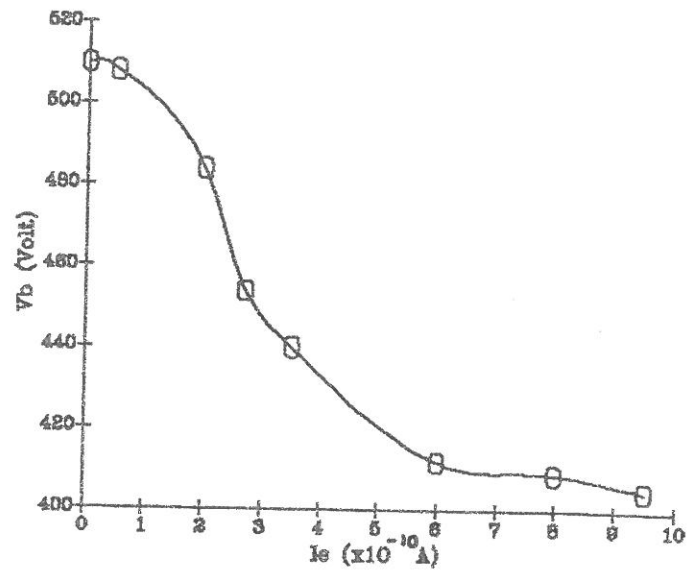


Fig.III.B.6. Tension d'amorçage V_b dans le néon à 2.2 Torr en fonction du courant d'émission I_e émis par un système MIM2, épaisseur: 130 Å

La figure III.B.7 donne I_e en fonction de V_m , la tension appliquée sur le MIM. On peut considérer que ce courant I_e est proche de ce qu'il était pendant les mesures: les décharges successives ont un effet peu destructeur: les caractéristiques Volt-Ampère (pendant et après la série d'amorçage) présentent un comportement similaire (fig.III.B.8) et les écarts sont sans doute dûs à la faible reproductibilité déjà mentionnée.

En supposant que V_b tende vers V_s pour les grandes valeurs de I_e , il est possible de calculer le second coefficient de Townsend γ ; on trouve $\gamma \approx 6,4 \cdot 10^{-3}$. la relation B.1.2.2 permet alors comme précédemment de calculer le rapport $N(V_m)/N_0$ en fonction de V_b ; ici, V_{b0} est la tension d'amorçage pour $V_m=5,3$ V, V_b celle correspondant à V_m . $N(V_m)$ (resp. N_0) représente le nombre d'électrons nécessairement présent à la cathode pour obtenir un amorçage à V_b (resp. à $V_b=5,3$ V) en appliquant toujours les hypothèses du chapitre I. La figure III.B.9 permet de comparer $N(V_m)/N_0$ (calculé) et $I_e(V_m)/I_0$ (mesuré) en fonction de V_m , où I_0 est le courant d'émission mesuré pour $V_m=5,3$ V.

On remarque que:

1- $N(V_m)/N_0$ et $I_e(V_m)/I_0$ suivent des lois de croissance exponentielle telles que $N(V_m)/N_0 = C_1 \exp(K_1 V_m)$ et $I_e(V_m)/I_0 = C_2 \exp(K_2 V_m)$, avec $K_1 \approx 1,8 \text{ V}^{-1}$ et $K_2 \approx 0,8 \text{ V}^{-1}$.

2- $I_e(V_m)/I_0$ est toujours inférieur à $N(V_m)/N_0$ et croît moins rapidement, ce qui peut signifier que les charges d'espace contribuent à augmenter le coefficient d'ionisation α (en modifiant le champ électrique).

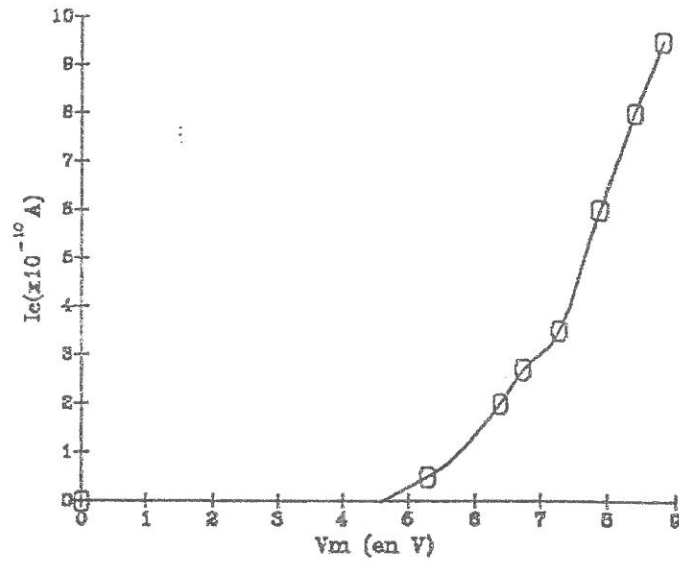


Fig.III.B.7. Courant d'émission I_e en fonction de la tension V_m appliquée au système MIM2, après la série de mesures de tension d'amorçage.

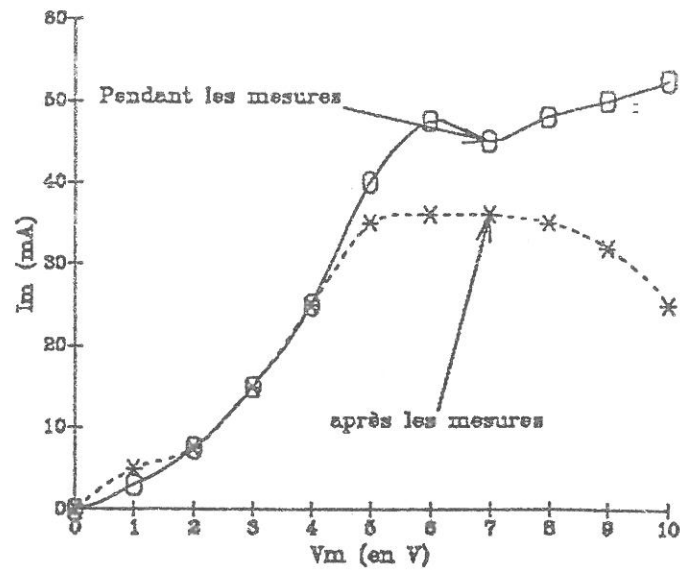


Fig.III.B.8. Caractéristiques Volt-Ampère du système MIM2 pendant et après les mesures de tension d'amorçage.

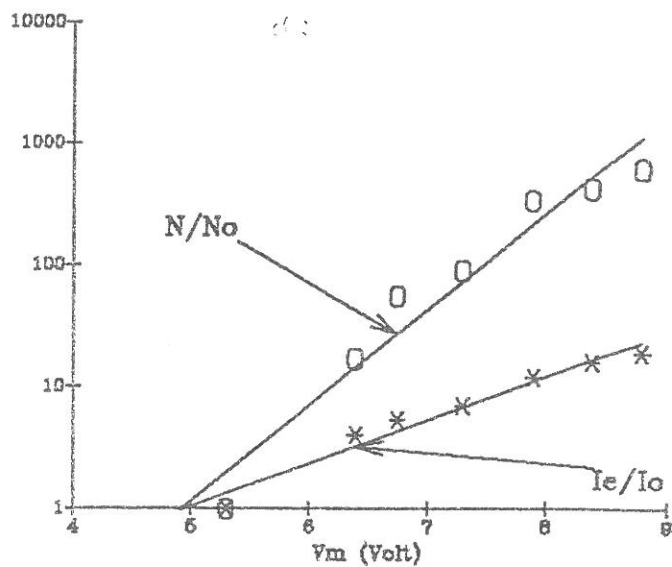


Fig.III.B.9. Comparaison de N/N_0 (calculé) et I_e/I_0 (mesuré) en fonction de la tension V_m appliquée sur le MIM2.

Conclusion:

Les deux types de sources étudiées (pseudo-cathode et système MIM) montrent chacun une émission électronique. Bien que le courant d'émission du MIM atteigne des valeurs importantes ($\approx 10^{-10}$ A), les instabilités du courant ainsi que sa faible reproductibilité ne permettront sans doute pas d'utiliser ce type de système MIM (Al-Al₂O₃-Au) comme source d'électrons. Par contre, si la couche supérieure est remplacée par une couche d'aluminium, il semble possible de gagner en stabilité et en reproductibilité.

La pseudo-cathode, par contre, émet avec une bonne reproductibilité un courant d'émission suffisamment important pour abaisser la tension d'amorçage, le problème majeur est l'emploi d'alimentation haute tension qui nécessite des précautions de sécurité draconiennes.

Par ailleurs, bien que les deux matériaux étudiés présentent des comportements très proches, il existe cependant des différences certainement dues à la nature du matériau et aux caractéristiques de l'interphase métal-isolant, c'est-à-dire la région du diélectrique plus particulièrement influencée par la proximité du métal de l'électrode. On note, en particulier, que l'émissivité du Kapton est bien supérieure à celle du Téflon et que les différents coefficients qui décrivent l'émission diffèrent notablement (même si les valeurs sont du même ordre de grandeur).

Les mesures concernant l'influence des deux sources d'électrons sur la tension d'amorçage sont assez probantes; les comportements sont (qualitativement) bien décrits par le modèle probabiliste du chapitre I: V_b est une fonction décroissante du nombre d'électrons présents et tend vers une valeur constante. Ces résultats valident en partie le modèle dans le cas étudié (décharge à basse pression); en toute rigueur, il est nécessaire de prendre en compte la charge d'espace en considérant que α est une fonction de la longueur parcourue, c'est-à-dire en remplaçant dans les équations le terme $\exp(\alpha d)$ par $\exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right)$ et en considérant un

processus d'émission secondaire supplémentaire (effet photo-électrique, cf chapitre I, paragraphe C).

Enfin, les phénomènes ici mis en évidence permettent de fournir des éléments d'explication aux phénomènes décrits dans l'introduction. Il a été montré qu'un isolant soumis à un champ électrique émet suffisamment d'électrons pour influencer la tension d'amorçage d'une décharge électrique; cette constatation montre donc que la perle de verre peut être la source d'électrons permettant l'amorçage rapide des éclateurs de protection. Pour confirmer totalement cette explication, il est évidemment nécessaire d'effectuer des mesures sur des échantillons en verre.

De plus, lorsque le champ électrique est supprimé, il existe une émission électronique rémanente qui dure plusieurs minutes. Compte tenu qu'il existe dans tous les dispositifs de décharges électriques des pièces isolantes (support d'électrodes,...), on peut considérer que les électrons émis par les divers éléments diélectriques d'un dispositif soumis à un champ électrique lors du fonctionnement précédent peuvent expliquer un amorçage plus aisé.

CONCLUSION.

A. Bilan.

La question posée était: " Un diélectrique soumis à un champ électrique peut-il émettre des électrons? Si oui, peut-on utiliser une telle source d'électrons pour contrôler les paramètres caractéristiques de l'amorçage?"

A.1 Emission électronique.

Les propriétés d'émission électronique de différents diélectriques ont été étudiées dans deux gammes d'épaisseurs (Kapton et Téflon: épaisseur $\approx 100 \mu\text{m}$; alumine: $\approx 100 \text{ \AA}$). Nous avons montré que de tels diélectriques émettent des électrons lorsqu'un champ électrique ($> 10^7 \text{ V/m}$) leur est appliqué; les courants d'émission mesurés sont de l'ordre de 10^{-14} à 10^{-13} A/cm^2 pour le Kapton et le Téflon, de 10^{-10} A/cm^2 pour l'alumine. Nous pouvons ainsi apporter une réponse positive à la première partie de la question posée au début de cette recherche.

Dans le cas du Kapton et du Téflon, l'émission électronique croît avec le champ électrique appliqué et suit une loi du type Fowler-Nordheim (dans une gamme de valeurs du champ appliqué); elle décroît avec le temps pour tendre vers une valeur constante.

Deux propriétés ont été mises en évidence:

1-après que le champ électrique ait été supprimé, on observe une émission électronique qui décroît lentement en fonction du temps.

2-pour les valeurs de champ électrique proches d'un seuil au-delà duquel un claquage se produit dans le diélectrique, une émission de photons ultra-violets est observée; celle-ci semble corrélée à l'émission d'électrons.

Dans le cas de l'alumine, une émission importante a été observée, mais la faible reproductibilité des mesures (associée à d'importantes instabilités) et la fragilité des échantillons posent des problèmes d'analyse des résultats.

A.2 Influence des sources d'électrons étudiées sur la tension d'amorçage d'une décharge électrique.

A l'aide d'un modèle probabiliste, les processus intervenant dans l'amorçage d'une décharge à basse pression ont été analysés et l'influence d'une source d'électrons sur la tension d'amorçage et le temps de retard statistique caractérisée.

Cette influence a été mesurée à l'aide des sources étudiées précédemment. Les résultats sont en accord, au moins qualitativement, avec ceux prévus par le modèle probabiliste: la tension d'amorçage décroît en fonction du nombre d'électrons présents au voisinage de la cathode et tend asymptotiquement vers une constante. En outre, ces résultats montrent que l'émission électronique d'un diélectrique est suffisante pour jouer un rôle important dans l'amorçage. La réponse à la seconde partie de la question posée est donc également positive.

B. Perspectives d'études et applications.

B.1 Recherche fondamentale.

Ce travail a permis de défricher un sujet de recherche en utilisant des dispositifs, somme toute, très rustiques; de nouvelles questions sont maintenant posées. Concernant plusieurs disciplines de la physique, ces questions doivent être étudiées en collaboration avec différents spécialistes.

En ce qui concerne l'émission électronique des diélectriques, si l'on veut tenter de remonter aux processus initiaux permettant d'expliquer cette dernière, il est nécessaire d'étudier l'interphase métal-isolant (zone d'influence du métal dans le diélectrique) et de travailler avec des matériaux bien caractérisés. La rugosité de la surface de la cathode doit être connue (voire éliminée), la présence de défauts dans les diélectriques minimisée, la composition du diélectrique contrôlée, etc...

Il est de plus nécessaire d'élargir le champ d'investigation et, entre autres, d'étudier l'émissivité en fonction:

- a- de la température,
- b- de la nature du diélectrique et des électrodes,
- c- de l'épaisseur; comprise entre 100 μm et 100 \AA , elle devrait permettre alors de travailler avec des valeurs de tensions nettement plus faibles (par ex., de l'ordre de 100 V) tout en conservant une bonne stabilité et une bonne reproductibilité du courant d'émission.

Il serait utile en outre, d'étudier le spectre en énergie des électrons émis afin de mieux comprendre les processus d'amorçage, voire de modéliser celui-ci.

En ce qui concerne l'amorçage, il est d'une part nécessaire de développer le modèle théorique (en considérant

l'effet de la charge d'espace et de processus de création d'électrons secondaires à la cathode supplémentaire) afin de bien comprendre ce qui se passe dans les tous premiers instants de cet amorçage et, d'autre part, d'étudier la statistique des temps de retard à l'amorçage, et ceci, en complément de l'étude effectuée sur la mesure des tensions d'amorçage.

B.2 Applications industrielles.

A l'issue de ce travail, une "Demande de Brevet Français" a été enregistrée (n°92 05318) le 29 Avril 1992 par le Service de Valorisation de la Recherche du CNRS. Ce brevet concerne un dispositif pour la production de décharges électriques utilisant comme source d'électrons un diélectrique soumis à un champ intense.

Ses applications potentielles sont nombreuses: panneau d'affichage à plasma, parasurtenseur, bougie d'allumage,... Si, enfin, il se confirme que l'émission impulsionnelle de photons UV annonce la proximité d'un claquage d'un diélectrique, cette caractéristique pourra alors être exploitée industriellement par la réalisation d'un système de coupure rapide de la tension appliquée, permettant d'éviter la destruction du diélectrique.

Comportement asymptotique de la probabilité d'extinction.

Dans le cas où $w_V=0$ (c'est-à-dire $C=0$), la relation C.2.18 du chapitre I se simplifie et donne:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{V_0(t+x/v_-)} \exp(-A(t+x/v_-)) - \frac{1}{V} \exp(-At) = \\ & -D \int_t^{t+x/v_-} V_0 \left(t' (1+v_-/v_+) - (x+v_-t)/v_+ \right) \exp(-At') dt' \\ & + \mathcal{F}(t) - \mathcal{F}(t+x/v_-), \end{aligned} \quad (\text{An. 1})$$

$$\text{où } \mathcal{F}(t) = B \int_0^t \exp(-At') dt' = \frac{B}{A} \left(1 - \exp(-At) \right).$$

Ce cas a été traité par Evans [13]: si $x=d$, $V=1$; en remplaçant $t+d/v_-$ par t , on obtient:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{V_0(t)} \exp(-At) - \exp \left(-A(t-d/v_-) \right) = \\ & -D \int_{t-d/v_-}^t V_0 \left(t' (1+v_-/v_+) - v_-t/v_+ \right) \exp(-At') dt' \\ & + \frac{B}{A} \exp(-At) \left(1 - \exp(Ad/v_-) \right). \end{aligned} \quad (\text{An. 2})$$

Le changement de variable $T = t' (1+v_-/v_+) - v_-t/v_+$ permet de simplifier l'intégrale; en divisant An2.2 par $\exp(-At)$, une nouvelle relation donne:

$$\frac{1}{V_0(t)} - \exp \left(Ad/v_- \right) = -D' \int_{t-d/v_-}^t V_0(T) \exp \left(-A'(T-t) \right) dT$$

$$+ \frac{B}{A} \left(1 - \exp(Ad/\omega_-) \right). \quad (\text{An. 3})$$

avec $A' = A / (1 + \omega_- / \omega_+)$ et $D' = D / (1 + \omega_- / \omega_+)$.

Soit $Q_0(t)$ la probabilité d'extinction de la décharge; elle est équivalente à $P(0,t)$. D'après la définition de la fonction génératrice, $P(0,t) = V_0(z=0,t)$; si on considère que $V_0(z=0,t)$ tend asymptotiquement vers une constante Q lorsque t tend vers l'infini, An.3 permet de calculer cette constante. En remplaçant $V_0(t)$ par Q , An.3 devient:.

$$\frac{1}{Q} - \exp(Ad/\omega_-) = -D'Q \int_{t-d/\omega_- - d/\omega_+}^t \exp\left(-A'(T-t)\right) dT + \frac{B}{A} \left(1 - \exp(Ad/\omega_-) \right). \quad (\text{An. 4})$$

Le calcul donne:

$$\frac{1}{Q} - \exp(Ad/\omega_-) = \frac{D'}{A'} Q \left(1 - \exp(Ad/\omega_-) \right) + \frac{B}{A} \left(1 - \exp(Ad/\omega_-) \right). \quad (\text{An. 5})$$

Sachant que $\frac{B}{A} = 1 - \gamma$, que $\frac{D'}{A'} = \gamma$ et que $Ad/\omega_- = \alpha d$, on tire de An.5 une équation du second degré en Q :

$$Q^2 \gamma (1 - e^{\alpha d}) + Q \left(1 - \gamma (1 - e^{\alpha d}) \right) - 1 = 0 \quad (\text{An. 6})$$

qui a pour racine $Q=1$ ou $Q=1/\gamma(1-e^{\alpha d})$. La première solution a peu d'intérêt; la seconde correspond au résultat du chapitre I, c'est-à-dire $Q=1-P_0$ avec $P_0=1-1/\gamma(1-e^{\alpha d})$.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. BADAREU, I. POPESCU, "Gaz ionisés, décharges électriques dans les gaz.", Dunod, Paris, p.9 (1965)

- [2] S. DUSHMAN, *Phys. Rev.*, 21, p.623 (1923)

- [3] R.H. FOWLER, "Statistical Mechanics", Cambridge at the University Press, p.355-356 (1955)

- [4] J.M. MEEK, J.D. GRAAGS, "Electrical Breakdown of Gases.", John Wiley & Sons (1978)

- [5] S.C. BROWN, "Basic Data of Plasma Physics", Technology Press, Wiley & Sons, New-York, p.140 (1959)

- [6] G. GAUTHERIN, "Réactivité dans les plasmas", Ecole d'été à Aussois, p.248 (1983)

- [7] H.D. HAGSTRUM, *Phys. Rev.*, 96, p.336 (1954)

- [8] P. SEGUR, "Gaz isolants", *Techniques de l'ingénieur*, D 2530, D 2531(1990)

- [9] H. RAETHER, "Electron Avalanches and Breakdown in Gases", 78-79, Butterworths, London (1964)

- [10] T.E. HARRIS, "Theory of Branching Process", 104, Springer Verlag (1963)

- [11] W. LEGLER, *Z. Phys.*, 143, 221 (1955)

- [12] R.A. WIJSMAN, *Phys. Rev.*, 75, 833 (1949)

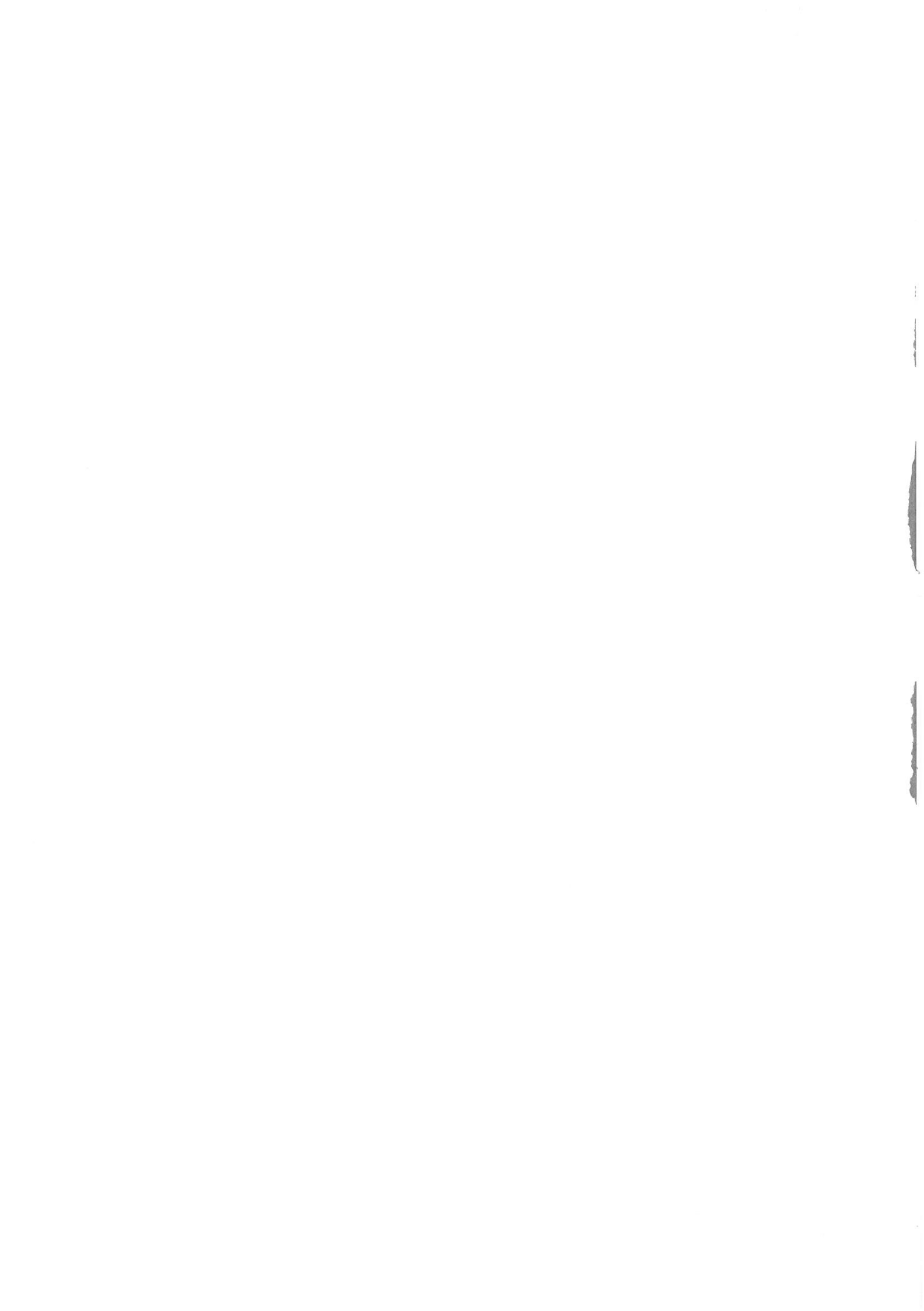
- [13] S.C. BROWN, "Basic Data of Plasma Physics", Technology Press, Wiley & Sons, New-York, 72-74 (1959)
- [14] C.J. EVANS, *J. Phys. D*, 21, 1137 (1988)
- [15] C.J. EVANS, *J. Phys. D*, 20, 55 (1987)
- [16] A.F. THIMOTHY, J.G THIMOTHY, *Acta Electronica*, 14, p.159 (1971)
- [17] V. BALAS, L.SODOMKA, *Czech. Phys.*, B27, p.460 (1977)
- [18] P. EHRLICH, *J. Appl. Phys.*, 25, p.1056 (1954)
- [19] R.J. MUNICK, *J. Appl. Phys.*, 27, p.1114 (1956)
- [20] R. LOVELL, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 7, p.1518 (1974)
- [21] E. FAVRIE et al., "Colloque bilan des actions de recherche du Ministère de la Recherche et de la Technologie. Génie Electrique 91", MRT, ELEC, DGA p.23 (1991)
- [22] L. MALTER, *Phys. Rev.*, 50, p.48 (1936)
- [23] M. PRIGENT et al., "Colloque bilan des actions de recherche du Ministère de la Recherche et de la Technologie. Génie Electrique 91", MRT, ELEC, DGA p.239 (1991)
- [24] T. LEBEY, C. LAURENT, *J. Appl. Phys.*, 68, p.275 (1990)
- [25] S.S BAMJI et al, *J. Appl. Phys.*, 61, p.694 (1987)
- [26] H. AHMED, *J. Appl. Phys.*, 43, p.242 (1972)
- [27] W. HICKMOTT, *J. Appl. Phys.*, 36, p.1885 (1965)

[28] V. BALAS, L. SODOMKA, *Scripta Fac. Sci. Nat. UJEP BRUNENSIS, PHYSICA 1*, 38, p.5 (1974)

[29] V. BALAS, L.SODOMKA, *Czech. Phys.*, B24, p.998 (1974)

[30] E. BADAREU, I. POPESCU, "Gaz ionisés, décharges électriques dans les gaz.", Dunod, Paris, p.37 (1965)

[31] S.C. BROWN, "Basic Data of Plasma Physics", Technology Press, Wiley & Sons, New-York, p.227 (1959)



MOTS-CLES

PHYSIQUE DES PLASMAS
DECHARGES DANS LES GAZ
AMORCAGE
PROBABILITE d'AMORCAGE

SOURCE D'ELECTRONS
EXOELECTRONS
EXOEMISSION

Résumé

Nous avons tenté de répondre à la question suivante: "un diélectrique soumis à un champ électrique peut-il émettre des électrons; et, si oui, peut-on utiliser une telle source d'électrons pour contrôler les paramètres caractéristiques de l'amorçage?"

Ce travail s'articule en trois parties. Dans la première, nous avons analysé, à l'aide d'un modèle probabiliste, les conditions d'allumage d'une décharge électrique, défini la tension d'amorçage et le temps de retard statistique de l'amorçage. Dans la seconde, nous avons étudié l'émission électronique d'un diélectrique ($100 \mu\text{m}$ et 100 \AA d'épaisseur) soumis à un champ électrique. Le taux d'émission suit une loi du type Fowler-Nordheim; nous proposons une explication des phénomènes à l'origine de cette exoémission. Les deux sources ont été utilisées pour assister l'amorçage d'une décharge et permettent un abaissement de la tension d'amorçage jusqu'à la tension de fonctionnement de la décharge.