

MESURE DES TEMPS DE RETARD AU CLAQUAGE

TRES HAUTE TENSION SOUS ULTRA-VIDE

- F. Rohrbath -

CERN

Résumé

Des impulsions très haute tension (jusqu'à 400 kV) sont appliquées entre des électrodes planes et parallèles en acier inoxydable placées sous un vide de 10^{-8} Torr et entre lesquelles règne un champ continu ajustable. La mesure du temps de retard au claquage en fonction des principaux paramètres (tension, distance) est effectuée de façon automatique et les données sont analysées sur la base de l'hypothèse des microparticules. Les résultats expérimentaux sont conformes à ceux que l'on attend si le claquage est initié par des microparticules réunissant la double condition fondamentale : énergie et vitesse supérieures à une énergie et une vitesse critique ne dépendant que du matériau constituant la microparticule. L'analyse des résultats permet également de définir la dimension et la forme des microparticules ainsi que l'énergie et la vitesse critiques.

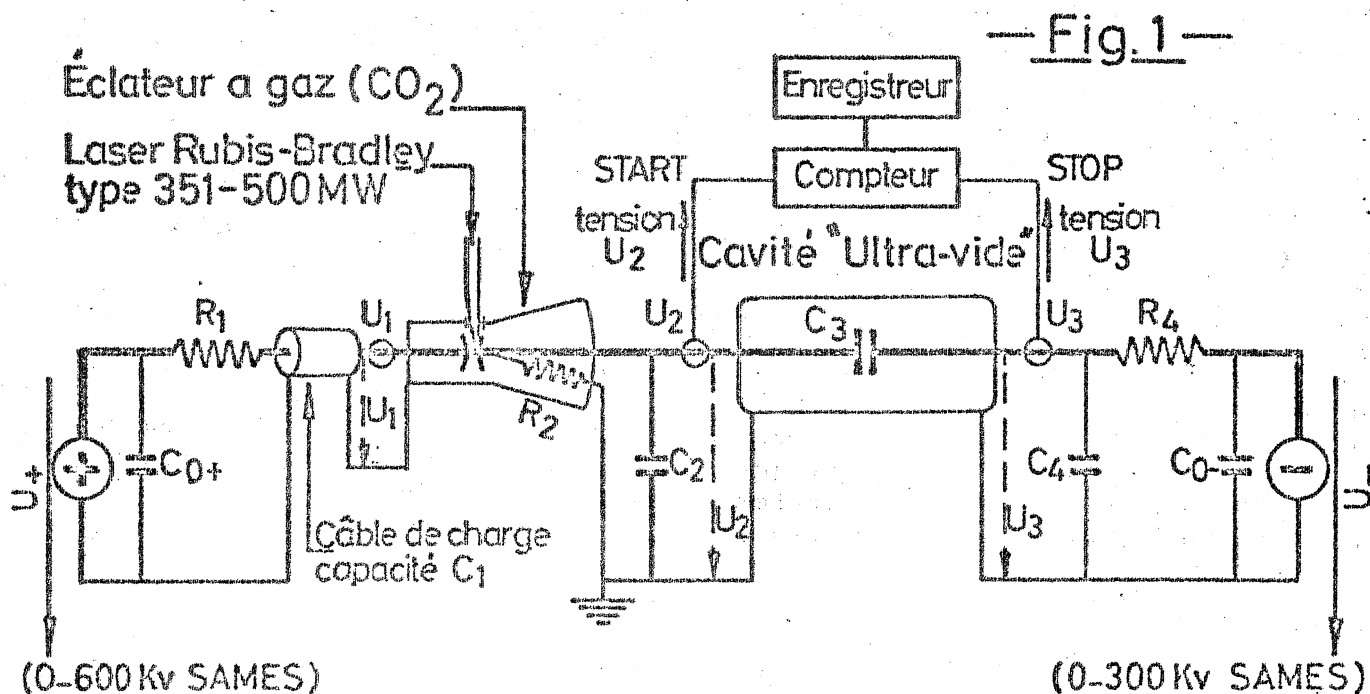
Introduction

La connaissance du temps de formation d'une décharge électrique dans le vide à très haute tension (>100 kV) peut apporter à l'ensemble des connaissances actuelles en ce domaine une information importante. En effet, la controverse actuelle est toujours de savoir si les microparticules jouent réellement le rôle fondamental que certains leur accordent. Comme il est possible de donner des ordres de grandeur à la masse et à la charge des microparticules, il est dès lors utile de connaître le temps nécessaire à la formation de l'arc, puisque ce temps est lié au temps de transit, par ailleurs évaluable, de ces microparticules. De plus, la variation du temps de retard à la décharge électrique en fonction des paramètres les plus importants tels que distance et tension entre électrodes, doit pour le moins, être en accord avec la variation théorique que l'on attend si l'on prend un modèle de décharge basé sur l'existence de microparticules. A grand écartement, sous ultra-vide, le claquage ne peut être interprété sur la seule base des théories considérant l'hypothèse d'un échauffement cathodique ou anodique ainsi que l'a montré une étude précédente effectuée en tension continue (réf. 1). Les résultats obtenus dans le présent travail permettent d'étayer l'hypothèse des microparticules comme agent initiateur des décharges à grand écartement ($>$ quelques mm).

Présentation de l'Appareillage

La cavité ultra-vide est celle qui fut précédemment utilisée lors des recherches en tension continue (réf. 1). Elle permet d'atteindre une pression limite inférieure à 10^{-9} Torr. L'espace entre les électrodes est réglable de 0 à 50 mm ($\pm 0,1$ mm) sans casser le vide ou arrêter la haute tension. Les électrodes sont des disques (diamètre 10 cm) en acier inoxydable, dont le profil est à champ constant

La cathode est alimentée en haute tension continue (0 - 300 kV) et l'anode en tension pulsée (0 - 600 kV). Le système choisi permet donc de superposer un champ pulsé à un champ continu; la tension totale, limitée par la tenue en tension sous ultra-vide des traversées haute tension est de 650 kV (- 250 kV continu et + 400 kV pulsé). La tension positive est donnée par la décharge d'un câble coaxial à travers un éclateur à gaz construit à cet effet. Le déclenchement de l'éclateur est assuré par la remontée automatique de la tension de charge du câble ou par la focalisation sur la cathode de l'éclateur d'un faisceau laser à haute intensité. Le schéma suivant donne les principaux paramètres du système haute tension.



$$C_{0+} = 4320 \text{ pF}$$

$$C_{0-} = 400 \text{ pF}$$

$$C_1 = 2306 \text{ pF}$$

$$C_2 = 220 \text{ pF}$$

$$C_4 = 220 \text{ pF}$$

$$C_3 = 5/3/15/1 \text{ pF pour des écartements respectifs de } 1/2/3/4 \text{ cm}$$

$$R_1 = 2,8 \text{ M}\Omega$$

$$R_2 = 5000 \text{ M}\Omega$$

$$R_4 = 1,4 \text{ M}\Omega$$

Les tensions U_1 , U_2 et U_3 sont mesurées à l'aide de diviseurs capacitifs à ligne adaptée ayant un temps de montée $< 1 \text{ ns}$. et un temps de descente de 6 ms.

Le temps de retard τ séparant l'instant où la haute tension pulsée est appliquée entre les électrodes et le moment où une décharge électrique s'amorce entre les électrodes est enregistré de façon automatique, puis analysé à l'aide de la calculatrice CDC 6600 du CERN. La résolution du système est $\leq 60 \text{ ns}$ et les temps sont analysés entre 2 μs et 3 ms. La décroissance de l'impulsion échelon appliquée entre les électrodes a une constante de temps de plus de 1 s assurant la constance de la valeur de la tension pendant le temps de mesure. La ligne coaxiale n'étant pas adaptée, le front de l'impulsion présente une oscillation amortie tendant vers la répartition capacitive qui ne fait perdre que quelques pour cent de la tension de charge (C_2 étant $\gg C_1$). L'oscillation est complètement amortie après 3 μs .

Développement théorique

Pour qu'une microparticule puisse initier une décharge électrique, deux conditions fondamentales doivent être remplies :

1) $v \geq v_c$ où v = vitesse de la microparticule au moment de l'impact.

v_c = vitesse critique.

2) $W \geq W_c$ où W = énergie de la microparticule au moment du choc.

W_c = énergie critique.

L'existence d'une vitesse critique est rendue nécessaire par le fait qu'une décharge électrique dans le vide ne pourra s'amorcer que si une bulle de gaz se forme au moment de l'impact. Une vaporisation partielle est obtenue dès que le projectile dépasse le seuil de déformation plastique v_σ , elle est totale lorsque la vitesse atteint $v_c = 4\sqrt{L_v}$ (L_v = chaleur de vaporisation du matériau constituant le projectile). Lorsque $v > v_c$ il y a en plus vaporisation d'une fraction de la cible, (réf. 2). Ainsi, pour obtenir une vaporisation il faudra que :

$$v > v_c \geq v_\sigma = \sqrt{\frac{8\sigma}{\delta}} \quad \begin{array}{l} \sigma = \text{contrainte de déformation plastique.} \\ \delta = \text{densité du matériau de la microparticule.} \end{array}$$

(pour le fer : $v_c \approx 500$ m/s , $v_\sigma \approx 10$ km/s).

La condition sur l'énergie signifie simplement que la quantité de matière vaporisée doit être suffisante pour que la bulle de gaz atteigne une dimension et une densité telles que les processus d'ionisation par avalanches puissent s'amorcer.

Pour calculer v et W on introduit un modèle mathématique pour les microparticules (réf. 3) et l'on suppose que les microparticules sont formées par l'arrachement de pointes en forme de demi ellipsoïdes de révolution reposant sur les électrodes, le grand axe de l'ellipsoïde étant orienté selon les lignes de champ du champ macroscopique $E = V/d$ (V et d , tension et distance entre les électrodes). La charge portée par les microparticules étant prise égale à celle donnée par la distribution microscopique du champ superficiel, les deux conditions précédentes deviennent : (unités Giorgi rationalisées).

$$1. \quad \frac{\lambda k}{\beta(\lambda)} \leq \frac{3 \epsilon_0}{\delta v_c^2} E^2 d$$

$$2. \quad \sqrt{\beta(\lambda)} k \geq \sqrt{\frac{W_c}{\pi \epsilon_0}} \frac{1}{E \sqrt{d}}$$

où : $k = 1/2$ petit axe de l'ellipsoïde

$K =$ " grand axe de l'ellipsoïde

$$\lambda = \frac{K}{k} \quad \epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36 \pi} \text{ As/Vm}$$

$$3. \beta(\lambda) = \frac{(\lambda^2 - 1)^{\frac{3}{2}}}{\lambda \ln(\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1}) - \sqrt{\lambda^2 - 1}}$$

$\beta(\lambda)$ est le coefficient d'amplification du champ sur la pointe.

$\beta(1) = 3$ (sphère)

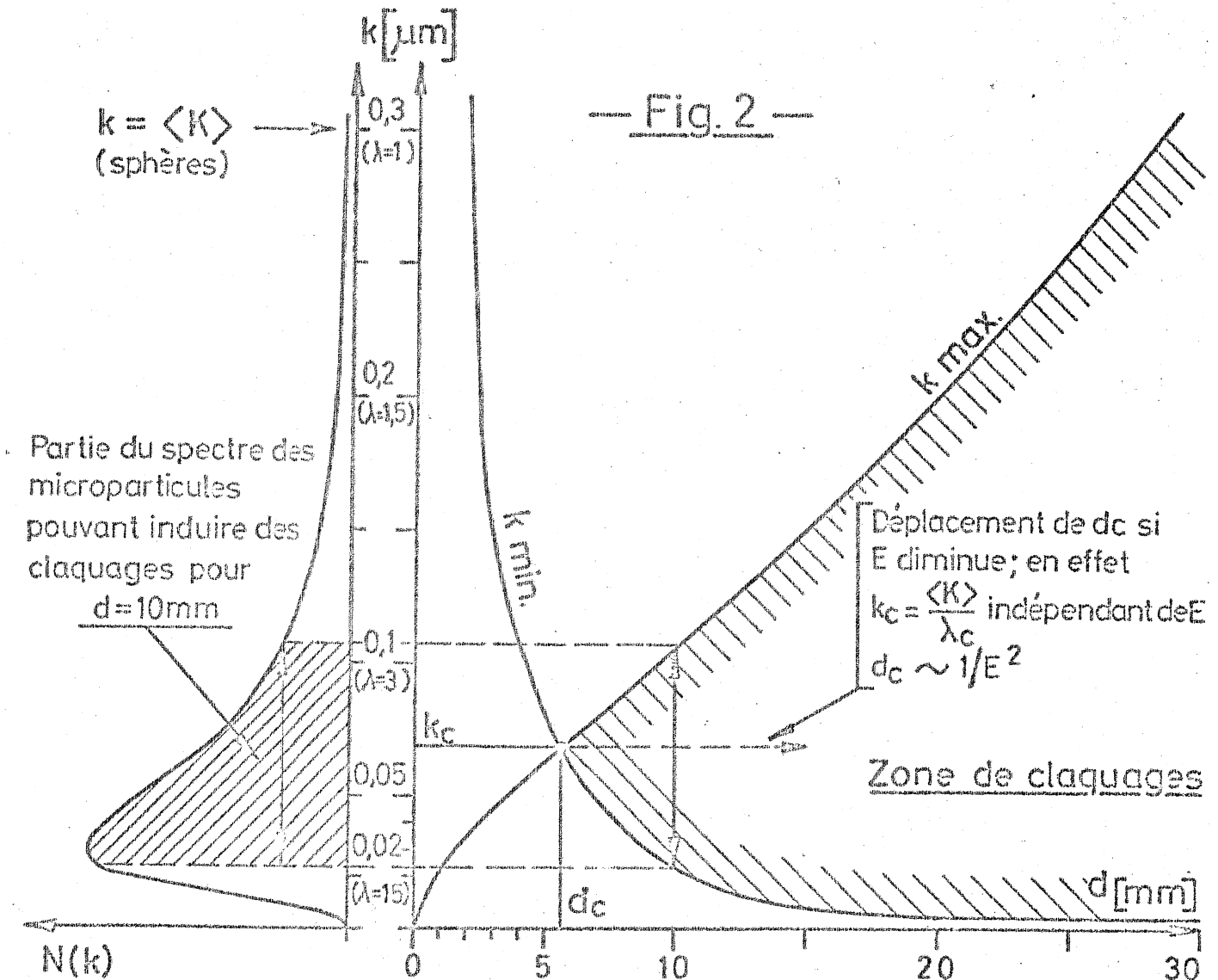
$\beta(\infty) = 1$ (plan)

Pour poursuivre l'analyse il est nécessaire de trouver une relation entre k et λ . Physiquement il semble raisonnable d'admettre que la hauteur moyenne $\langle K \rangle$ des pointes est constante pour un matériau et un état de finition superficiel donné. D'où :

4. $\langle K \rangle = \lambda k = c_{ste}$

Les deux conditions fournissent alors deux valeurs extrêmes k_{max} et k_{min} ou respectivement λ_{min} et λ_{max} entre lesquelles la microparticule doit se situer pour pouvoir amorcer une décharge. On peut tracer k_{min} et k_{max} en fonction de l'écartement d à champ macroscopique constant. On constate alors qu'il existe une distance critique d_c en dessous de laquelle un claquage n'est pas possible ainsi que le montre le graphique suivant (calculé pour des conditions caractéristiques :

$\langle K \rangle = 0,3 \mu m$ $W_c = 10^{-11} J$ $v_c = 10^3 m/s$ $\delta = 6,8 \cdot 10^3 kg/m^3$ $E = 3 \cdot 10^7 V/m$



On a représenté également une distribution possible des valeurs de k sur la surface. Ainsi, dès que d_c est atteint, des décharges peuvent être obtenues et les particules susceptibles d'induire les claquages deviennent à la fois plus nombreuses et plus petites (donc plus pointues) lorsque la distance croît. Les temps de transit τ_{\min} et τ_{\max} correspondant respectivement à k_{\min} (ou λ_{\max}) et k_{\max} (ou λ_{\min}) seront :

$$5. \tau_{\min} = \sqrt{\frac{4\delta\langle K \rangle}{3\epsilon_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\beta(\lambda_{\max})}} \cdot \frac{\sqrt{d}}{E}$$

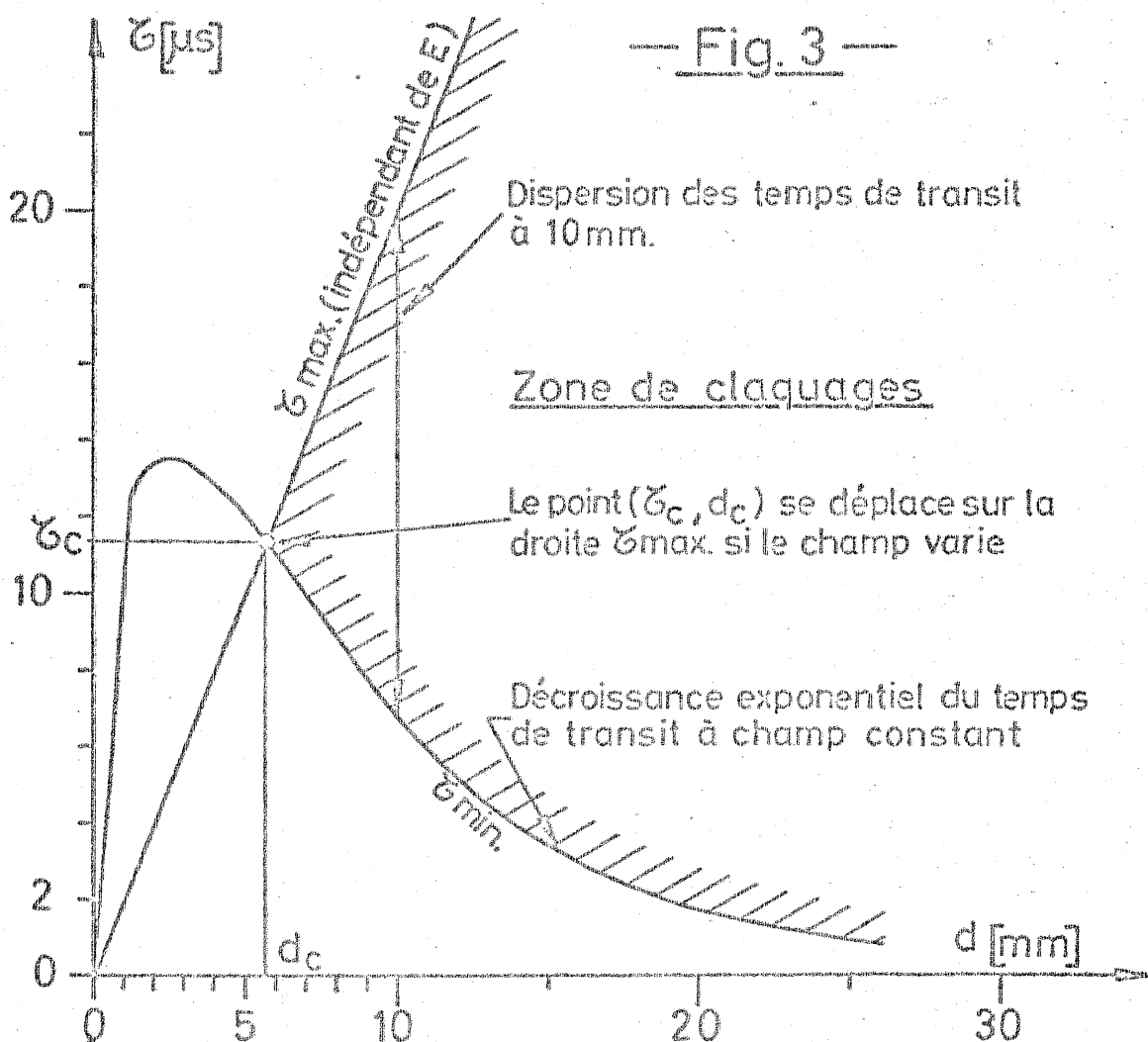
$$6. \tau_{\max} = 2 \frac{d}{v_c}$$

On montre également que :

$$7. d_c = \frac{\delta v_c^2 \langle K \rangle}{3\epsilon_0 E^2 \beta(\lambda_c)} \quad \text{avec} \quad \lambda_c = \sqrt{\frac{\pi \langle K \rangle^3 \delta v_c^2}{3 W_c}}$$

7 bis $\tau_c = 2 \frac{d_c}{v_c}$ temps de transit au seuil de l'apparition des claquages

Dans le graphique suivant (fig. 3) les fonctions τ_{\min} et τ_{\max} à champ constant sont représentées en fonction de d pour le même exemple numérique que précédemment.



Dès que λ est supérieur à 4 on peut écrire

$$8. \beta(\lambda) \approx \frac{\lambda^2}{\ln 2\lambda - 1}$$

Cette approximation permet de donner une forme simple à l'équation 5 :

$$9. \tau_{\min} = \tau_0 \frac{d}{d_0} e^{-\frac{d}{d_0}} \quad \text{avec} \quad \tau_0 = \frac{4}{e \epsilon_0 E^2} \sqrt{\frac{\delta W_c}{3\pi \langle k \rangle}}$$

$$e = 2,71828 \dots$$

$$d_0 = \frac{W_c}{\pi \epsilon_0 \langle k \rangle^2 E^2}$$

On remarquera que τ_0/d_0 est indépendant de E . Ainsi, pour les grands écartements, le temps de transit minimum diminue exponentiellement avec la distance si l'on maintient le champ constant. De plus, pour une même distance, $\log \tau_{\min}$ est linéaire avec V^2 . On peut en effet écrire l'équation 9, à distance constante :

$$10. \ln \tau_{\min} = \ln a_1 - a_2 V^2$$

avec

$$a_1 = \tau_0 \frac{d}{d_0} = \frac{4}{e} \sqrt{\frac{\delta \pi \langle k \rangle^3}{3 W_c}} d$$

$$a_2 = \frac{\pi \epsilon_0 \langle k \rangle^2}{W_c d}$$

Résultats expérimentaux

Lorsque le vide limite est obtenu dans l'enceinte, une formation des traversées haute tension et des électrodes est tout d'abord effectuée à l'aide d'une tension continue (l'éclateur à gaz peut en effet être court-circuité rapidement à l'aide d'un dispositif construit à cet effet). La tension limite en fonction de l'écartement est ensuite mesurée (fig. 4), le critère étant le seuil des micro-décharges ou des décharges, selon une technique expérimentale décrite en réf. 1. Les impulsions sont alors appliquées entre les électrodes avec un taux de répétition variant selon les essais de 2 à 10 par minute. Pour un ensemble de conditions fixées (U_+ , tension positive pulsée; U_- , tension négative continue et d) les valeurs de τ sont enregistrées puis analysées à l'aide d'un programme de calcul qui fournit un histogramme et un ensemble des caractéristiques statistiques de l'échantillon expérimental. Pour chaque triple de valeurs (U_+ , U_- et d) un minimum de 200 valeurs de τ est utilisé. Chaque temps de retard τ observé est la somme de trois variables aléatoires :

$$\tau = \tau_a + \tau_t + \tau_d$$

τ_a = temps de formation et d'arrachement de la pointe
 τ_t = temps de transit de la microparticule
 τ_d = temps de développement de l'arc une fois la bulle de gaz constituée.

τ_d est probablement toujours très petit (~ 100 ns) ainsi que le montrent les études effectuées sur le temps de formation des claquages dans les gaz à haute pression (réf. 4). τ_a peut par contre varier entre quelques ns et quelques secondes, selon l'état superficiel de l'électrode, le processus de formation des micropointes et la valeur du champ appliqué. Il est fort probable que τ_a sera faible si un champ continu est appliqué entre les électrodes, champ dont l'intensité sera choisie égale à celle correspondant au seuil des microdécharges. En effet, dans l'hypothèse des microparticules, ces microdécharges seraient produites par l'ionisation de bulles de gaz formées par l'impact de microparticules dont les vitesses seraient supérieures à v_c mais dont les énergies, inférieures à W_c , seraient insuffisantes pour entraîner le développement de l'arc. Ainsi, pour des conditions expérimentales bien choisies, on supposera qu'il existe sur les électrodes des pointes suffisamment formées pour qu'au départ de l'échelon de tension positive leurs τ_a soient négligeables, donc :

$$\tau \cong \tau_t$$

Cette approximation sera particulièrement valable en ce qui concerne les valeurs de τ_{\min} . τ_{\max} , par contre, sera difficilement identifiable puisqu'il se trouve dans la queue de la distribution statistique des valeurs de τ , queue pour laquelle l'influence de τ_a peut être importante. L'analyse théorique précédente montre que l'on doit obtenir une relation linéaire entre $\log \tau_{\min}$ et V^2 pour une distance fixe, qu'il doit exister une distance critique lorsque l'on augmente la distance en conservant le champ constant et que dans ce cas, τ_{\min} doit ensuite diminuer exponentiellement avec d . La valeur de τ_{\min} étant peu sensible à τ_a , les mesures confirment les prévisions théoriques (fig. 5). La droite $\ln \tau_{\min} = f(V^2)$ permet de calculer $\langle K \rangle$ et W_c en prenant la pente et l'ordonnée à l'origine (équ. 10). Par exemple, la courbe expérimentale à 15 mm (fig. 5) donne :

$$\begin{aligned}
 a_1 &= 110 \mu s & \text{d'où : } \langle K \rangle &= 0,50 \mu m \\
 a_2 &= 12,9 \cdot 10^{-12} \text{ A/V}^2 & W_c &= 3,57 \cdot 10^{-11} \text{ J}
 \end{aligned}$$

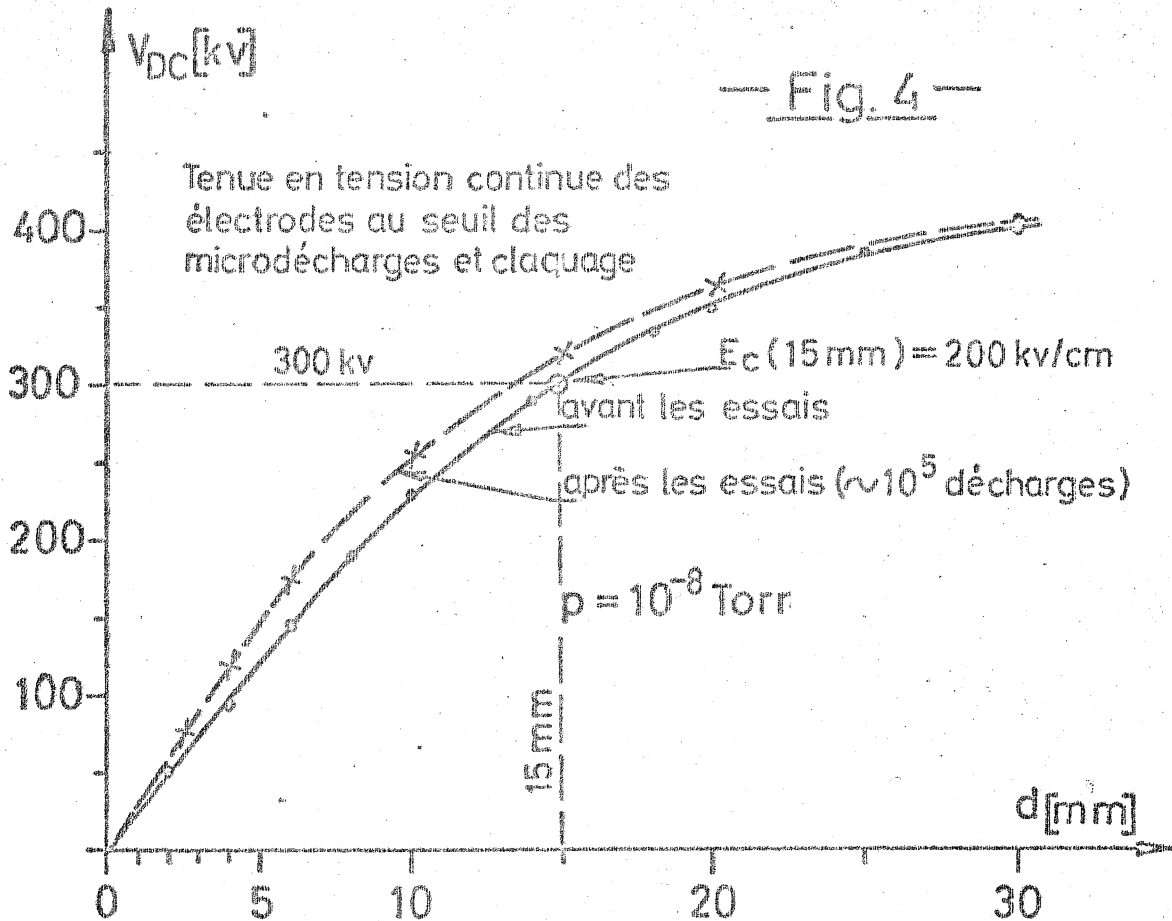
La connaissance d'une distance critique et de son champ correspondant E_c donne (équ. 7) la valeur de v_c . Par exemple, pour 15 mm (fig. 5), on a :

$$\begin{aligned}
 \frac{v_c}{\sqrt{\beta(\lambda_c)}} &= \sqrt{\frac{3 \epsilon_0 E_c^2 d_c}{\delta \langle K \rangle}} = 218 \text{ m/s} \\
 \lambda_c &= \sqrt{\frac{\pi \langle K \rangle^3 \delta}{3 W_c}} \cdot v_c = 5,00 \cdot 10^{-3} \cdot v_c
 \end{aligned}$$

et, en utilisant l'équation 3, on obtient :

$$v_c = 780 \text{ m/s} \quad \lambda_c = 3,90 \quad \beta(\lambda_c) = 12,80$$

La façon la plus simple d'évaluer le champ critique à 15 mm est d'utiliser la fig. 4 en faisant $V_{DC} = V_c$:



Enfin, l'équation 7bis, donne la valeur de τ_c pour les différentes distances critiques. On peut également calculer les différentes fonctions $\ln \tau_{\min} = f(V^2)$ pour ces mêmes distances et donc en déduire les valeurs correspondantes de V_c (fig. 5). Ces valeurs sont en bon accord avec les tensions critiques obtenues expérimentalement (fig. 4).

Les valeurs de $v_c, \langle k \rangle, \lambda$ et W_c sont voisines de celles que l'on obtient par d'autres considérations physiques et ainsi l'ensemble des premiers résultats semblent donc confirmer la validité de l'hypothèse des microparticules. Les résultats expérimentaux montrent de plus l'apparition de claquages à temps de retard très courts lorsque la distance est faible (< 10 mm) ou lorsque le champ devient élevé (300 à 500 kV/cm). Ces claquages doivent être produits par un mécanisme différent qui serait d'origine thermique et pourrait être celui proposé pour les petites distances par F. Charbonnier et P. Chatterton (réf. 5 et 6).

Conclusion

Afin de pouvoir accepter définitivement l'hypothèse des microparticules comme cause principale des décharges électriques sous vide à grand écartement, il faudrait pouvoir en effectuer l'observation directe. Une expérience est actuellement en cours au CERN dans ce sens, par utilisation d'un faisceau laser, mais se heurte encore à quelques difficultés techniques. On peut cependant

constater la cohérence actuelle des résultats fournis par la mesure statistique des temps de retard au claquage, si l'on s'appuie sur l'hypothèse des microparticules. En outre, les résultats renforcent l'explication de l'effet favorable de la pression constatée à grand écartement (réf. 1 et 3), explication basée sur l'effet du "sputtering" des micropointes émissives (réf. 3 et 7). En effet, les pointes responsables des claquages à grand écartement sont d'autant plus fines, et donc susceptibles d'être le plus aisément détruites, que la distance entre les électrodes est grande ainsi que le montre la fig. 2. Cette constatation fournit également une explication au fait expérimental connu de l'indépendance relative de l'état de polissage des électrodes sur la tenue en tension lorsque l'on travaille à grand écartement. Il est en effet impossible d'éviter les pointes les plus fines ($\ll 0,1 \mu\text{m}$) et cela quelque soit la méthode de polissage, puisqu'elles sont formées dès que le champ est appliqué.

L'aspect statistique des mesures permet également d'envisager l'étude, dans une prochaine étape, des corrélations entre les différentes valeurs de τ afin de mettre en évidence des effets de mémoire éventuels.

Enfin, les résultats montrent que l'on peut aisément appliquer des champs de plusieurs centaines de kV par cm entre des électrodes planes et parallèles placées sous ultra-vide et distantes de quelques cm si les impulsions de tension sont inférieures à quelques μs . C'est là un aspect technique important dont nous envisageons les applications.

Remerciements

Ce travail, effectué dans la division NPA au CERN, a reçu l'appui constant de notre chef de division Dr. C.A. Ramm que je remercie chaleureusement ainsi que le Dr. C. Germain. Je tiens également à remercier MM. J.J. Bleeker, C.G. Morgan, P. Nunez et F. Piuz pour de fructueuses discussions, ainsi que C. Edigati pour la part importante qu'il a prise dans l'analyse des résultats. Mes remerciements s'adressent aussi à MM. M. Cathenoz et H. Rieder, responsables des mesures, à MM. J. Jenny, projeteur de l'appareillage et A. Schmidt pour son aide technique qui ont tous fait preuve des meilleures qualités, ainsi qu'à tous les membres de la division NPA qui nous ont aidés et particulièrement MM. P. Cennini et C. Jacot pour la construction et la mise au point des systèmes électroniques de mesure.

Distribution : (ouverte)

Personnel scientifique de la division NPA

Références

1. F. Rohrbach - Pre-breakdown currents and microdischarges across large gaps in clean vacuum, P.H.V. II, 1966.
2. M.A. Cook - The science of high explosives, 1958.
3. F. Rohrbach - Some studies on high voltage vacuum breakdown across large gaps. Investigation of the properties of oxide-coated aluminium electrodes, P.H.V. I, 1964.
4. C.G. Morgan - Fundamentals of electric discharges in gases - Handbook of vacuum physics, Vol. 2, edited by A.H. Beck, 1965.
5. F.M. Charbonnier - High current density field emission and the transition to vacuum breakdown, P.H.V. I, 1964.
6. P.A. Chatterton - Some limits in the application of field emission theories to vacuum breakdown, P.H.V. I 1964.
7. E.M. Lyman, D.A. Lee, H.E. Tomaschke and D. Alpert - The effect of gas pressure on electrical breakdown and field emission, P.H.V. II 1966.

P.H.V. I Proceedings of the first Symposium on the Insulation of High Voltages in Vacuum 1964.

P.H.V. II Proceedings of the second Symposium on the Insulation of High Voltages in Vacuum, 1966

