Étude de la formation d'un arc dans le vide par l'analyse des temps de commutation

P. Ravary, M. Goldman

► To cite this version:

P. Ravary, M. Goldman. Étude de la formation d'un arc dans le vide par l'analyse des temps de commutation. *Revue de Physique Appliquée*, 1974, 9 (3), pp.565-569. 10.1051/rphysap:0197400903056500 . jpa-00243819

HAL Id: jpa-00243819

<https://hal.science/jpa-00243819>

Submitted on 1 Jan 1974

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
6.700

ÉTUDE DE LA FORMATION D'UN ARC DANS LE VIDE PAR L'ANALYSE DES TEMPS DE COMMUTATION

P. RAVARY (*) et M. GOLDMAN (**)

(Reçu le 12 juin 1973, révisé le 21 janvier 1974)

Résumé. — Nous avons mis au point une méthode permettant, d'une part, de connaître l'électrode émettrice de la vapeur métallique responsable de la formation de l'étincelle sous vide ainsi que la vitesse d'émission de cette vapeur et, d'autre part, de déterminer le rapport masse/charge de la vapeur lorsqu'elle est anodique.

Abstract. — A method has been developed which allows us to determine, firstly, the emitting electrode of the metal vapour which is responsible for the formation of the vacuum spark and the emission velocity of this vapour, and, secondly, the mass to charge ratio of the vapour when it is emitted by the anode.

1. Introduction. — L'étude de la conduction électrique entre deux électrodes métalliques placées dans une atmosphère raréfiée (pressions inférieures à 10^{-5} mmHg $\sim 10^{-3}$ Pa) est importante pour ses applications (isolement électrique, commutation, disjoncteurs sous vide, tubes électroniques, ...), mais demande, d'une part, la connaissance de la nature et des causes des courants prédisruptifs et, d'autre part, celle de leur évolution vers l'arc. Des résultats convaincants ont été obtenus ces dernières années sur les courants prédisruptifs, mais peu de travaux ont été faits sur la transition à l'arc que nous avons cherché à étudier.

Un système de deux électrodes placé dans le vide à une pression inférieure à 10^{-5} mmHg ($\sim 10^{-3}$ Pa) et soumis à un champ électrique élevé constitue une diode dans laquelle, lorsque la tension atteint sa valeur disruptive, l'intensité du courant peut dépasser de plusieurs ordres de grandeur la valeur maximale compatible avec la charge d'espace (formule de Langmuir). Cela implique l'existence de processus de neutralisation de cette charge d'espace par création, au sein de la décharge, d'ions positifs qui, aux pressions considérées, ne peuvent être que des ions métalliques provenant de l'ionisation de vapeurs produites, soit par vaporisation superficielle de l'une ou l'autre des électrodes, soit par sublimation de microparticules [1], en vol ou à leur impact sur les électrodes.

Le problème se pose donc de connaître leur lieu d'ori-

gine qui peut varier suivant les conditions de la décharge. P. T. G. Flynn [2] avait émis l'hypothèse que la source essentielle d'ions positifs est due à des vapeurs métalliques créées près de la cathode par un arc d'amorçage, et que celles-ci se propagent à une vitesse de l'ordre de 10^4 m/s en compensant la charge d'espace derrière elles. L'espace interélectrodes est donc divisé en deux régions :

— une première région, s'étendant de l'anode au front de vapeur qui s'avance, région où la charge d'espace n'est pas compensée,

— et une deuxième région, s'étendant de la cathode jusqu'au front de vapeur conductrice, où le courant peut croître. Lorsque le front de vapeur atteint l'électrode opposée, l'arc électrique est formé.

M. et A. Goldman [3] montrèrent qu'avec ou sans arc primaire les phénomènes conduisant à l'arc sont identiques quant à l'influence de la distance et de la tension sur l'évolution du signal de tension et que, dans le cas particulier étudié, les ions provenaient d'une vapeur anodique.

Enfin, plus récemment, G. A. Mesyats et ses collaborateurs [4] et [5] ont montré qu'à petite distance c'est la cathode qui joue le rôle principal dans la formation de l'arc.

2. Principe de la méthode. — La méthode expérimentale que nous avons mise au point pour déterminer l'origine, la vitesse et le rapport masse/charge de la vapeur métallique est basée sur l'analyse du « temps de commutation » τ , terme par lequel nous désignons la durée de la chute de tension qui caractérise l'amorçage de l'arc ; il est fait abstraction du « temps de retard » qui s'écoule entre le moment où la tension est appli-

(*) Laboratoire d'Electrodynamique des Gaz Ionisés de l'Université de Paris VI, France.

(**) Laboratoire de Physique des Décharges (ER n° 114 du C. N. R. S.) Ecole Supérieure d'Electricité, 92240 Malakoff, France.

quée et celui où elle commence à décroître tandis que le courant augmente de façon irréversible. Nous allons montrer comment l'étude de la variation de τ en fonction de la distance inter-électrodes et de la tension appliquée peut fournir une solution au problème posé, si l'on admet que la chute de tension est produite par la propagation, dans l'intervalle de décharge, de vapeurs métalliques, issues des électrodes et ionisées par bombardement électronique, fournissant les ions positifs de neutralisation. On identifie le temps de commutation au temps nécessaire pour que les fronts des vapeurs se rejoignent si, issues de la cathode et de l'anode, elles jouent un rôle compétitif ; dans le cas contraire, τ est identifié au temps mis par le front de la seule vapeur active pour franchir tout l'intervalle inter-électrodes. Lorsque les fronts de vapeurs se sont rejoins, ou que l'un d'eux a atteint l'électrode opposée, on peut considérer que le système d'électrodes est en court-circuit.

3. Dispositif et technique expérimentale. — Nous avons travaillé avec des pressions de l'ordre de 10^{-8} mmHg ($\sim 10^{-6}$ Pa) et un système d'électrodes comportant une cathode conique de 20° d'angle d'ouverture, en cuivre ou en tungstène, et un disque anodique, en cuivre, de 40 mm de diamètre à bord arrondi. Les mesures effectuées complètent entre autres choses quelques études antérieures sur les variations du temps de commutation en fonction de la distance inter-électrodes et de la tension appliquée, effectuées soit avec une pointe positive [2], [3], [6], soit avec un système de deux plans parallèles [4], [5].

Les impulsions de tension, d'amplitude variable (5 à 50 kV), sont fournies par un générateur de choc à éclateur (Fig. 1) et appliquées au système d'électrodes par l'intermédiaire d'un second éclateur destiné à augmenter la raideur du front de montée de l'onde (Fig. 2). Le front de montée des impulsions est inférieur à 50 ns et leur durée de l'ordre de quelques millisecondes.

FIG. 1. — Schéma de principe du générateur d'impulsions haute tension.

Les temps de commutation ont été déterminés à l'aide des oscillogrammes de tension de la décharge (Fig. 3) en mesurant la durée de décroissance de la tension U entre les niveaux $0,9 U_{\max}$ et $0,1 U_{\max}$ et en faisant la moyenne d'une quinzaine de mesures oscillographiques pour chaque essai afin de tenir compte des fluctuations statistiques de la décharge. Le circuit de

FIG. 2. — Oscillogrammes de la tension appliquée : a) onde principale avant le second éclateur ; b) onde appliquée sur l'objet ($t = 1 \mu\text{s}/\text{carreau}$).

FIG. 3. — Oscillogramme donnant la durée de la chute de tension (pointe cathodique en tungstène, plan anodique en cuivre). (Distance interélectrodes $d = 10$ mm). τ = temps de commutation t_t = durée du front de montée de l'impulsion. ($t = 100$ ns/carreau)

décharge présentait une constante de temps bien inférieure aux temps de commutation mesurés.

4. Résultats. — 4.1 Les courbes représentées sur la figure 4 montrent que, à tension U constante et pour des distances inter-électrodes d inférieures à 25 mm, τ croît proportionnellement à d . Cette loi de variation semble valable quels que soient le matériau cathodique [7] et la géométrie considérée [2], [3], [4], [5]. Néanmoins, quelques valeurs de τ non portées sur les courbes suggèrent que la loi de variation du temps de commutation pourrait évoluer différemment pour des distances supérieures à 25 mm.

FIG. 4. — Variations du temps de commutation en fonction de la distance interélectrodes, pour différentes valeurs de la tension appliquée : a) pointe et plan en cuivre ; b) pointe tungstène plan cuivre.

4.2 L'influence de la tension sur le temps de commutation dépend de la distance inter-électrodes et de la nature des électrodes comme le montrent les courbes de la figure 5, déduites directement de celles de la figure 4.

FIG. 5. — Variations du temps de commutation en fonction de la tension appliquée, pour différentes distances interélectrodes : a) pointe et plan en cuivre ; b) pointe tungstène, plan cuivre.

4.2.1 Avec une pointe cathodique en cuivre, lorsqu'on fait croître la tension appliquée, toutes choses restant égales par ailleurs, le temps de commutation décroît, mais la vitesse de décroissance se réduit vite lorsque la surtension augmente. Sur la figure 5a, tout au moins pour les plus faibles distances inter-électrodes utilisées, on voit tendre le temps de commutation vers une valeur asymptotique et on rejoint ainsi le domaine de G. A. Mesyats *et al.* [8], [9] qui, en opérant avec de grandes surtensions, n'ont pas observé d'influence de la tension sur le temps de commutation.

4.2.2 Dans le cas d'une pointe cathodique en tungstène, le temps de commutation reste invariable dans un large domaine de tension jusqu'au voisinage de 35 kV et décroît au-delà.

5. Interprétation des résultats. — Si l'on fait effectivement correspondre le temps de commutation à la durée de propagation nécessaire aux vapeurs métalliques pour franchir l'intervalle inter-électrodes, les résultats présentés peuvent s'interpréter de la façon suivante :

Pour la *pointe cathodique en cuivre*, la décroissance observée de τ en fonction de U à d constant (Fig. 5a) permet de penser que, dans ce cas, la neutralisation de la charge d'espace doit s'effectuer essentiellement par une vapeur anodique, ionisée à l'anode ou à son voisinage par un processus qui reste à étudier. En effet, soumis à l'action du champ électrique, les ions positifs localisés au front de vapeur verront leur vitesse s'accroître et, à distance constante, une augmentation de U entraînera une décroissance de τ . On peut montrer que, dans ces conditions, τ croît proportionnellement à d , toutes choses restant égales par ailleurs.

Si, par contre, le temps de commutation augmente avec la tension ou reste indépendant de celle-ci, dans la mesure où la vitesse d'émission de la vapeur dépend peu de la tension, les vapeurs métalliques peuvent être d'origine cathodique. Dans cette hypothèse, tous les ions positifs se trouvent repoussés vers

la cathode et la vapeur, qui est ionisée sur la face interne au fur et à mesure de son développement, ne peut se propager qu'en conservant au mieux sa vitesse initiale. Le temps et la distance de rebroussement ont été calculés respectivement pour un ion positif de tungstène et un agrégat de 40 atomes chargé positivement, données qui seront justifiées dans la suite de cet article. Pour une vitesse initiale de 10^4 m/s et une tension appliquée de 50 kV, les valeurs obtenues sont de 4 ns et 0,02 mm pour l'atome isolé ; elles atteignent 160 ns et 0,8 mm pour l'agrégat de 40 atomes.

Ce deuxième mode de fonctionnement est illustré par la figure 5b obtenue avec une *pointe cathodique en tungstène*. La décroissance du temps de commutation observée pour $U > 35$ kV laisse à penser que les processus anodiques pourraient entrer en compétition au-delà de cette tension.

5.1 Dans le cas d'une vapeur anodique (cas de la *pointe cathodique en cuivre*), la vitesse moyenne des particules positives, définie par la pente des courbes de la figure 4, varie d'une façon analogue à celle d'ions positifs qui seraient accélérés par le champ électrique appliqué en l'absence de charge d'espace. Nous avons admis que :

Le front de vapeur anodique constitue une électrode mobile (supposée infinie), définie par sa position $x(t)$ au temps t , et nous avons cherché à décrire son mouvement par le déplacement des particules positives localisées sur le front en les caractérisant par :

— leur vitesse initiale (v_0), vitesse d'émission des ions,

— et un rapport masse/charge efficace moyen (m/q) dépendant certes du rapport masse/charge réel moyenné sur tout l'intervalle de décharge, mais aussi des forces d'interaction qui peuvent exister entre la couche ionique en mouvement et le plasma qui la sépare de l'anode (Fig. 6)

$$m \frac{d^2[x(t)]}{dt^2} = qE[x(t), t] \quad (1)$$

FIG. 6.

où

$$E[x(t), t] = \frac{u(t)}{\text{Log} \frac{x(t) + F}{F} [x(t) + F]}$$

est le champ électrique, en l'absence de charge d'espace, sur l'axe d'un système de deux paraboloïdes de révolution concentriques [10], $\rho = 2 F$ étant le rayon de courbure de l'électrode interne et $u(t)$ la tension inter-électrodes que nous avons supposée décroître au cours du temps suivant la relation :

$$u(t) = U_0(1 - t/\tau)$$

qui représente convenablement les signaux observés [10].

Si l'on pose

$$b_0 = (q/m) U_0 \text{ et } b_1 = -b_0/\tau,$$

l'équation différentielle (1) peut s'écrire :

$$[x(t) + F] \text{Log} \left[\frac{x(t) + F}{F} \right] \frac{d^2[x(t)]}{dt^2} = b_0 + b_1 t. \quad (2)$$

Posons :

$$\text{Log} \left[\frac{x(t) + F}{F} \right] = \alpha x(t) + \beta x^2(t) + \gamma x^3(t)$$

et prenons pour solution de l'équation différentielle (2) un développement en polynôme de la forme :

$$x(t) = \sum_{n=0}^{n=3} a_n t^n$$

avec comme conditions particulières :

a) au temps $t = 0$.

$x(0) = a_0 = -d$ pour la position du front de vapeur avant que la tension U_0 ne commence à décroître ;

$\frac{d[x(t)]}{dt} = a_1 = v_0$ pour la vitesse initiale des particules, supposée parallèle à l'axe du système.

b) au temps $t = \tau$.

$d(\tau) = 0$ pour la position du front de vapeur qui a atteint l'électrode opposée.

On obtient ainsi la relation suivante, reliant la distance inter-électrodes d aux paramètres U_0 et τ que l'on mesure et aux paramètres v_0 et m/q que l'on cherche à déterminer :

$$\begin{aligned} d &= v_0 \tau \times \\ &\times \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{q}{m}\right) U_0 \tau^2}{6(d-F)^2 \text{Log} \left(\frac{d+F}{F}\right)} \left[1 + \frac{(d-F) A}{\text{Log} \frac{d+F}{F}} \right] \right\} + \\ &+ \frac{\left(\frac{q}{m}\right) U_0 \tau^2}{3(d-F) \text{Log} \left(\frac{d+F}{F}\right)} \end{aligned} \quad (3)$$

avec $A = \alpha - 2\beta d + 3\gamma d^2$.

La relation (3) est une équation du premier ordre par rapport aux deux grandeurs v_0 et q/m , les autres paramètres qu'elle contient (d , U_0 , τ , F) étant donnés par l'expérience. Nous pouvons mettre (3) sous la forme :

$$\bar{v} = v_0 \left[1 + \left(\frac{q}{m}\right) \Phi(\tau, d, U_0, F) \right] + \left(\frac{q}{m}\right) \theta(\tau, d, U_0, F) \quad (4)$$

en posant :

$$\begin{aligned} \Phi(\tau, d, U_0, F) &= \frac{U_0 \tau^2}{6(d-F)^2 \text{Log} \frac{d+F}{F}} \times \\ &\times \left[1 + \frac{(d-F) A}{\text{Log} \frac{d+F}{F}} \right], \\ \theta(\tau, d, U_0, F) &= \frac{U_0 \tau}{3(d-F) \text{Log} \frac{d+F}{F}} \end{aligned}$$

et

$$\bar{v} = \frac{d}{\tau} = \text{cste à } U_0 \text{ constant (Fig. 4a) .}$$

TABLEAU I

$d = 10 \text{ mm}$

U_0 (kV)	τ (ns)	m/q (g/c)	v_0 (m/s)
23,2	550	$0,8 \times 10^{-2}$	$1,7 \times 10^3$
26,2	500	$0,9 \times 10^{-2}$	$2,2 \times 10^3$

Les fonctions Φ et θ dépendent uniquement des paramètres d , U_0 et F . Prenant à d constant deux valeurs expérimentales de U_0 voisines (Fig. 4a ou Fig. 5a et tableau I) choisies de telle sorte que v_0 et m/q puissent être considérés comme constants, nous avons résolu numériquement les deux équations déduites de (4) :

$$\begin{aligned} &\left(\frac{q}{m}\right)^2 [\theta(d, U_{02}, F) \Phi(d, U_{01}, F) - \\ &- \theta(d, U_{01}, F) \Phi(d, U_{02}, F)] + \frac{q}{m} [\theta(d, U_{02}, F) \\ &- \theta(d, U_{01}, F) + \Phi(d, U_{02}, F) \bar{v}_1 - \Phi(d, U_{01}, F) \bar{v}_2] \\ &+ (\bar{v}_1 - \bar{v}_2) = 0 \end{aligned}$$

puis

$$\bar{v} = \frac{\bar{v} - \left(\frac{q}{m}\right) \Phi(d, U_0, F)}{1 + \left(\frac{q}{m}\right) \Phi(d, U_0, F)}$$

et recommencé l'opération pour différents couples de valeurs de U_0 et différentes valeurs de d . Malgré les fluctuations statistiques et des imprécisions sur les

valeurs des différents paramètres, il a été possible de déterminer :

— d'une part, la vitesse initiale des particules, supposées chargées électriquement au départ de l'anode et formant le front de vapeur ; on peut remarquer qu'elle est indépendante de d si le champ est maintenu constant (Fig. 7) ;

FIG. 7. — Variations de la vitesse initiale de la vapeur anodique en fonction du champ électrique à l'anode (pointe et plan en cuivre).

— d'autre part, le rapport m/q , pris comme caractéristique de la vapeur anodique qui donne des valeurs comprises entre $0,7 \times 10^{-2}$ g/C et $2,7 \times 10^{-2}$ g/C dans le domaine d'investigation considéré en tensions et en distances inter-électrodes (Fig. 8) ; tout se passe comme si le matériau anodique était transféré en agrégats chargés positivement et comportant 10^4 à 40×10^4 atomes, k étant le nombre de charges élémentaires portées par chaque agrégat mais, rappelons-le, il ne s'agit que d'une représentation hypothétique, puisque le rapport m/q ,

ayant été introduit sans qu'il ait été tenu compte des forces d'interaction entre la couche ionique en mouvement et le plasma qui la sépare de l'anode, ne peut être considéré comme une grandeur physique réelle.

FIG. 8. — Variations du rapport m/q en fonction du champ électrique à l'anode (pointe et plan en cuivre).

Dans un domaine de distances inter-électrodes assez large ($d < 15$ mm) et dans le domaine de tensions couvert par nos expériences (surtensions n'excédant pas 100 à 200 %), la résolution numérique de l'équation (3) de notre approche analytique confirme les variations du temps de commutation observées en fonction de la distance inter-électrodes à U constant.

5.2 Dans le cas d'une vapeur cathodique (cas de la pointe cathodique en tungstène), nous supposons que cette vapeur est produite de façon analogue à une explosion localisée de la surface [11]. Seule une telle hypothèse peut justifier des vitesses d'émission de l'ordre de 10^4 m/s, ordre de grandeur de la vitesse moyenne de propagation du front de vapeur mesurée.

Bibliographie

- [1] DAVIES, D. K. et BIONDI, M. A., C. R. IV^e Symp. intern. sur les décharges et l'isolement électrique dans le vide, Waterloo, Canada (1970) 63.
- [2] FLYNN, P. T. G., *Proc. Phys. Soc.* **69** (1956) 748.
- [3] GOLDMAN, M. et GOLDMAN, A., C. R. *Hebd. Séan. Acad. Sci.* **253** (1961) 2654.
- [4] MESYATS, G. A., BOUGAEV, S. P., PROKOUROVSKI, D. I., ESHKENAZY, V. I. et URIKE, Ya., C. R. III^e Symp. intern. sur les décharges et l'isolement électrique dans le vide, Paris, 1968, 212 ; *Radio Eng. Elect. Phys.* **14** (1969) 1919.
- [5] MESYATS, G. A., BOUGAEV, S. P. et PROKOUROVSKI D. I., C. R. III^e Symp. intern. sur les décharges et l'isolement électrique dans le vide, Paris (1968) 218.
- [6] JAMET, F., C. R. *Hebd. Séan. Acad. Sci.* **264** (1967) 1186.
- [7] RAVARY, P. et GOLDMAN, M., C. R. IV^e Symp. intern. sur les décharges et l'isolement électrique dans le vide, Waterloo, Canada (1970) 272.
- [8] KASSIROV, G. M. et MESYATS, G. A., *Sov. Phys. Tech. Phys.* **9**, 8 (1965) 1141.
- [9] VAVILOV, S. P. et MESYATS, G. A., *Izv. Vuzov-Fizika* **8** (1970) 90.
- [10] RAVARY, P., Thèse de doctorat de 3^e cycle, Université Paris-Sud (1971).
- [11] ROHRBACH, F., Thèse de doctorat ès sciences techniques, Ecole Polytechnique fédérale de Lausanne (1971).