Liquides et gaz : les mécanismes de claquage sont-ils comparables ?

N.J. Felici

► To cite this version:

N.J. Felici. Liquides et gaz : les mécanismes de claquage sont-ils comparables ?. Revue de Physique Appliquée, 1987, 22 (9), pp.1125-1129. 10.1051/rphysap:019870022090112500 . jpa-00245654

HAL Id: jpa-00245654

<https://hal.science/jpa-00245654>

Submitted on 1 Jan 1987

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

51.50 — 52.80 — 72.00 — 77.50

Liquides et gaz : les mécanismes de claquage sont-ils comparables ?

N. J. Felici

Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques, C.N.R.S., 25, avenue des Martyrs, 166 X, 38042 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 24 novembre 1986, révisé le 15 avril 1987, accepté le 30 avril 1987)

Résumé. — Le claquage des liquides, comme celui des gaz, est précédé par la propagation d'un canal ionisé conducteur ou « streamer ». Dans le cas des gaz, l'énergie est, dans un premier stade, dépensée à ioniser le milieu, et ceci est en relation avec la grande vitesse de propagation. Pour les liquides, la vitesse est bien moindre, et les streamers se présentent sous deux formes contrastées, filamenteuse et ramifiée, de vitesses très différentes. L'analyse du bilan énergétique confirme l'hypothèse que la forme lente contient une phase gazeuse ionisée, tandis que les streamers rapides seraient plutôt dus à une ionisation directe de la phase liquide.

Abstract. — The breakdown of liquid insulators is initiated by the propagation of a conducting streamer, similar to those observed in gases. In this case, however, propagation speed is very high, while it is lower by orders of magnitude in liquids. Moreover, streamers in liquids behave in two distinct ways : i) very slow and highly branching ii) comparatively fast and filamentary. The energetical balance sheet confirms that class i) is due to an expanding gaseous phase, while class ii) is likely to propagate by ionisation of the liquid itself, a mechanism akin to those encountered in gases.

Le claquage d'un diélectrique fluide est précédé par la propagation à travers le milieu d'un canal ionisé (« streamer » en anglais), souvent ramifié, d'un diamètre très petit par rapport à sa longueur. Il avance avec une vitesse qui est très grande dans un gaz ($\sim 10^8$ cm/s) et modeste dans un liquide ($\sim 10^5$ cm/s). Curieusement, la vitesse dans un gaz n'est pas très loin de celle de la lumière, tandis que dans un liquide elle est très comparable à celle du son.

Ce n'est pas une affaire de densité, car la vitesse est grande dans les solides. Les liquides ont donc un comportement différent, dont il faut chercher la raison.

1. Généralités.

Le canal sera schématisé par un cylindre très allongé, conducteur, de section S , la longueur ℓ , dont l'extrémité vive avance dans le diélectrique vierge avec la vitesse u . Par l'autre extrémité, il est en relation avec une source de tension constante V . Cette source fournit un courant I pendant la propagation du canal, qui présente une certaine résistance électrique R . Enfin, un champ électrique d'intensité moyenne

quadratique E règne autour de l'extrémité vive (Fig. 1).

Le canal doit être relativement bon conducteur, c'est-à-dire $R \cdot I \ll V$. Le canal doit être électriquement neutre, sauf dans des régions de très faible étendue (à l'extrémité vive par exemple) pour des raisons de charge spatiale.

L'électrostatique des conducteurs montre que le travail des forces appliquées à l'extrémité vive est, dans l'unité de temps $(\epsilon E^2/2) Su$. Ce travail est

Fig. 1. — Le streamer (section S) reçoit un courant I de l'électrode à potentiel V et son extrémité vive avance avec la vitesse u grâce au champ E .

[A current I is fed to the conducting streamer (constant cross-section S) by the stationary electrode at potential V . The tip proceeds through virgin matter with velocity u thanks to the field E .]

dépensé à ioniser le milieu, et aussi à l'échauffer, le vaporiser et le déplacer (dans le cas d'un liquide). La proportion de ces différentes contributions varie grandement suivant le milieu (gaz, liquide, solide) et les circonstances. On peut y trouver l'explication des différences de comportement mentionnées au début.

Un résultat classique montre que le travail précédent est égal à l'accroissement de l'énergie du système à potentiels constants. On a donc $V \cdot I = (\epsilon E^2/2) Su$.

2. Cas d'un gaz (air à T.P.N.).

Le travail des forces électriques sert à ioniser, à créer de nombreuses espèces excitées, et enfin à chauffer. La part de ces différentes contributions dépend beaucoup de l'intensité du champ, qui varie dans de grandes proportions le long d'un streamer en cours de propagation (de plusieurs centaines de kV/cm à l'extrémité vive à quelques kV/cm loin à l'arrière).

Dans le but d'illustrer le mode de raisonnement utilisé dans le cas des liquides, nous allons examiner la situation dans le cas particulier d'un streamer négatif de grande longueur, au voisinage de l'extrémité vive. Le champ E y est très intense, de l'ordre de 500 kV/cm, et dans ces conditions l'énergie fournie sert presque uniquement à ioniser [1]. C'est un cas limite, le plus simple. Un bilan approché sera donc $\epsilon E^2/2 = qV_i$; qV_i étant l'énergie d'ionisation, environ 20 eV. La densité électronique q est donnée par $q = \epsilon E^2/2 V_i = 500 \text{ cb/m}^3$ c'est-à-dire 3×10^{15} électrons par cm^3 .

Il existe des relations très simples entre E , V_i et l'épaisseur h de la région vive où l'ionisation convertit le gaz vierge en plasma. A côté de $\epsilon E^2/2 = qV_i$ la relation de Poisson intégrée sur h donne $\epsilon E/h = q$. En combinant les deux équations il vient $h = 2 V_i/E$. L'épaisseur h est très petite. Pour $E = 500 \text{ kV/cm}$ et $V_i = 25 \text{ volts}$, $h = 1 \mu\text{m}$ (Fig. 2).

Par quoi est déterminée la vitesse u ? On s'accorde aujourd'hui à penser que la propagation est simplement due aux électrons qui avancent avec la vitesse $K \cdot E$ devant l'extrémité vive. Avec les valeurs précédentes, on trouve $K \cdot E = 2 \times 10^8 \text{ cm/s}$ ce qui concorde assez bien avec l'expérience.

Il convient de noter que la valeur très grande de E est attribuée à des phénomènes d'instabilité qui tendent à augmenter la courbure locale du front d'ionisation comme cela a lieu si fréquemment pour les interfaces en hydrostatique [1].

3. Liquides.

Les connaissances sur la nature du canal et les phénomènes qui s'y déroulent sont encore limitées. Cependant, l'expérience donne à penser que, dans

Fig. 2. — L'onde d'ionisation avance avec la vitesse u grâce au champ E . Son épaisseur est h et elle laisse derrière elle le plasma P .

[The ionization wave proceeds through the gas with velocity u while the field in front is E . The wave has thickness h and leaves behind a conducting plasma P (boundary lines are imaginary).]

certain cas au moins, le canal contient une *phase gazeuse ionisée* [2].

La situation est alors toute différente de celle que nous avons rencontrée dans un gaz. Le bilan énergétique fait intervenir plusieurs termes nouveaux, dont certains sont prépondérants. En outre, le milieu doit être soumis à des forces, que le champ électrique à lui seul ne peut créer, et qui supposent une certaine répartition des charges, dans les phases liquide et gazeuse. Pour ces diverses raisons, une phase gazeuse ionisée ne peut exister que sous certaines conditions, qu'il est intéressant de rechercher, car elles fournissent des critères de son existence.

4. Bilan énergétique.

Au lieu d'être surtout dépensée à ioniser, comme dans un gaz, l'énergie électrique devra également assurer les phénomènes suivants, dont le poids énergétique est très inégal :

a) *Vaporisation*. La phase gazeuse provient sans aucun doute du liquide lui-même, dont la vaporisation constitue le premier stade de la production de gaz.

b) *Décomposition*. La vapeur créée, étant un composé chimique, est certainement convertie en molécules diverses, souvent plus légères, par le choc d'électrons chauds.

c) *Energie capillaire*. Lors de la progression du canal, l'énergie de l'interface liquide/gaz s'accroît proportionnellement à sa surface.

d) *Déplacement*. Le liquide est chassé par le canal qui avance, comme il le serait par un objet solide allongé en mouvement.

e) *Ionisation*. Il s'agira exclusivement de l'ionisation de la phase gazeuse en expansion. Nous supposons que le champ à l'extrémité vive est trop faible pour ioniser le liquide lui-même. Cette hypothèse est essentielle ; elle délimite la classe de phénomènes que nous considérons. Le cas d'une ionisation directe du liquide sera envisagé à part.

Nous évaluons maintenant l'importance respective de ces différents termes. Pour chacun d'entre eux, elle sera exprimée en J/m^3 de volume du canal, et, de façon équivalente, par l'intensité minimale du champ électrique à l'extrémité vive nécessaire pour produire le terme correspondant :

a) Selon la loi de Trouton, la chaleur molaire de vaporisation est environ $20 \cdot T$ calories ou $80 \cdot T$ joules, T étant la température d'ébullition. La mole occupe un volume approximatif de $20\,000 (T/T_0) \text{ cm}^3$, T_0 étant la température normale. On en déduit que, par m^3 de vapeur, il faut fournir $L = 4\,000 T_0$ joules ou environ $1,2 \times 10^6 \text{ J/m}^3$.

Le champ minimum correspondant est donné par $\varepsilon E^2/2 > 1,2 \times 10^6$ c'est-à-dire $E > 3 \text{ MV/cm}$ pour un liquide de constante diélectrique 2.

b) L'énergie requise n'est pas connue, d'autant plus qu'on ignore la fraction de la vapeur qui sera décomposée. De façon très sommaire, on peut estimer qu'il faut 10 fois plus d'énergie pour décomposer que pour vaporiser. Ceci conduirait, si la décomposition était très importante, à une demande d'énergie de l'ordre de 10^7 J/m^3 et à un champ de 10 MV/cm.

c) L'énergie de surface se rattache directement à la pression capillaire $2A/r$ (A tension superficielle, r rayon de courbure de l'extrémité vive). Cette pression est égale à l'accroissement d'énergie par unité de volume du canal. Le rayon r est inconnu, mais il commande la valeur de E . Comme on le verra plus loin, il est impensable que E dépasse 100 MV/cm en l'absence d'ionisation directe du liquide. Or, pour atteindre un tel champ, il suffit que le rayon de courbure soit inférieur à $1 \mu\text{m}$. Cet ordre de grandeur donne une pression capillaire ou une énergie de volume de 10^5 J/m^3 . Ce terme est petit par rapport aux précédents.

d) Le champ électrique E qui doit régner à l'extrémité vive du canal pour permettre son avance avec la vitesse u s'obtient en écrivant que la pression dynamique $\rho u^2/2$ au point de stagnation de l'écoulement (Fig. 3) doit être compensée par $\varepsilon E^2/2$ pour que la pression soit la même dans le canal et le liquide environnant. Cette remarque simple ne doit pas dissimuler la complication réelle des phénomènes.

Fig. 3. — (A gauche) Ecoulement autour d'un obstacle immobile la vitesse à l'infini étant $-u$. (A droite) En ajoutant une vitesse uniforme $+u$ on obtient l'écoulement autour du même obstacle avançant avec une vitesse u dans un liquide immobile.

[(Left) Liquid flow around a stationary obstacle with velocity at infinity $-u$. (Right) By adding a uniform velocity $+u$ one obtains the flow around the same obstacle proceeding with velocity u through a stationary liquid.]

nes. Par exemple, si l'on assimilait le canal gazeux à un corps solide cylindrique semi-infini glissant dans le liquide parallèlement à son axe, on en concluerait que sa progression ne demande aucune force [3]. Ce résultat est lié au fait qu'il est permis de composer les forces appliquées à un solide, ce qui n'est pas le cas pour des fluides.

La relation $\varepsilon E^2/2 > \rho u^2/2$ donne $E > u/K_H$ en posant $K_H = \sqrt{\varepsilon/\rho}$ (mobilité électrohydrodynamique). Dans les liquides à faibles permittivités $K_H = 2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V.s}$ ce qui pour $u = 1 \text{ km/s}$ donne $E > 50 \text{ MV/cm}$.

e) Ce terme est inconnu en l'absence de mesures spectroscopiques. Mais il est possible d'en trouver une borne supérieure en supposant que tout le gaz est ionisé, ce qui est certainement très exagéré. Il faudrait alors environ 20 eV par molécule, soit, à raison de 5 Cb/cm^3 ou $5 \times 10^6 \text{ Cb/m}^3$ une énergie de volume de 10^8 J/m^3 , valeur certainement très au-dessus de la réalité. Elle correspondrait à un champ de dizaines de MV/cm, qu'il est inutile de préciser.

5. Mécanismes dominants.

Malgré le caractère sommaire des évaluations précédentes, une hiérarchie bien nette des ordres de grandeur apparaît.

La vaporisation, la décomposition et l'énergie de surface sont relativement secondaires ou négligeables. Seules comptent l'ionisation et le déplacement. Sauf aux vitesses les plus faibles (0,1 km/s) et dans l'hypothèse peu vraisemblable d'une ionisation totale, le terme dominant est le terme mécanique $\rho u^2/2$. C'est là une différence radicale avec ce qu'on observe dans les gaz. Il va de soi qu'une évaluation, même sommaire, du degré d'ionisation, serait très

utile pour préciser le rôle respectif des deux termes d) et e).

6. Limites du phénomène de phase gazeuse ionisée.

Nous savons qu'il existe des canaux très lents (0,1 km/s) pour lesquels la phase gazeuse ionisée est très vraisemblable, mais il en est aussi de très rapides (10 km/s et plus). Pour ces derniers, on aboutit nécessairement, en fonction du seul terme mécanique, à des champs d'extrémité vive peu croyables, 500 MV/cm et plus.

Ces champs sont difficiles à admettre pour plusieurs raisons, dont voici la plus simple : sur une distance intermoléculaire de 10^{-7} cm, un tel champ confère à un électron une énergie de 50 eV, bien supérieure à ce qu'il lui est nécessaire pour ioniser à chaque rencontre moléculaire. Dès lors, il est hautement vraisemblable que le mécanisme d'avance d'un canal rapide ne soit plus la création d'une phase gazeuse qui « pousse » le liquide (nous verrons que cette image est très incorrecte) mais une ionisation directe par choc d'électrons dans le milieu diélectrique, comme cela a lieu pour les gaz. Un tel mécanisme est aisément compatible avec une grande vitesse, compte tenu des mobilités électroniques dans les liquides.

Il convient de noter qu'un tel mécanisme n'exclut pas la production secondaire d'une phase gazeuse, particulièrement lorsque le canal donne un claquage qui permet à une quantité d'énergie beaucoup plus grande d'être mise en jeu.

7. Rôle de la mobilité.

Le bilan énergétique n'épuise pas les conditions nécessaires à la réalisation du phénomène. Le déplacement du liquide réclame l'existence de forces, dont la présence de charges au sein de cette phase.

Désignons par X le signe du canal. Une densité de même signe q_X doit entourer l'extrémité vive ; elle est d'ailleurs la source du champ intense E à cette extrémité, champ qui apparaît dans le bilan énergétique.

Avant d'aller plus loin, il est nécessaire de se rendre compte à quel point, en ce qui concerne les porteurs de charge, la physique du phénomène d'avancement du canal est différente de celle de l'électrostatique des corps solides, même si les bilans énergétiques sont analogues.

Une aiguille métallique fine, qui occuperait la place du canal, serait propulsée à travers le liquide par des forces agissant sur ses charges de surface, qui ne peuvent la quitter (sauf pour le signe moins et des champs très intenses). Ces charges de surface changent quelque peu pendant le mouvement, et sont aisément fournies par le générateur. L'aiguille, en avançant, pousse le liquide, dont les lignes de courant sont facilement trouvées, qualitativement au

moins, par une superposition d'écoulement irrotationnels (Fig. 3).

Ici, l'écoulement du liquide est le même, mais les forces électriques sont appliquées au liquide, et non à la phase gazeuse ionisée qui tient la place de l'aiguille métallique. En effet, l'interface gaz ionisé/liquide est incapable de porter une densité de charge, le transit d'un porteur du gaz vers le liquide se faisant avec diminution d'énergie. L'on sait bien que lorsque des ions ou des électrons se présentent à un tel interface, ils pénètrent aussitôt dans le liquide.

Ainsi, la densité q_X est dans la masse liquide et non confinée à l'interface. Elle suit donc le liquide dans son écoulement et se trouve rejetée latéralement lors de l'avance du canal (ce déplacement est aidé par le champ électrique). Par suite, les porteurs de charge q_X doivent être sans cesse renouvelés. Comme nous supposons que le liquide ne peut être ionisé par choc d'électrons ou autrement, ces porteurs proviennent nécessairement de la phase gazeuse ionisée (Fig. 4).

Ainsi, un flux de porteurs de signe X traverse l'extrémité vive pendant toute la progression du canal. Leur vitesse, dans le champ interne au canal

Fig. 4. — Dans la phase gazeuse ionisée P règne un champ $E_i \ll E$ le champ dans le liquide L . La couche dense de charges X près de l'interface P/L établit une différence de pression $\varepsilon(E^2 - E_i^2)/2$ qui équilibre $\rho u^2/2$. Les charges X se meuvent avec la vitesse $K_X E_i$ dans P et alimentent la couche X qui disperse ses charges dans L pendant son avance.

[Within the ionized gaseous phase P there is a weak field E_i that nevertheless pulls the X charges faster than u . Thus, the dense X layer in the liquid L near the interface P/L is permanently replenished with charge. This layer establishes a pressure drop $\varepsilon(E^2 - E_i^2)/2$ which balances $\rho u^2/2$. The X charges are scattered laterally as the ionized gaseous phase advances.]

E_i , doit être supérieure à u . D'où la condition $K_X > u/E_i$; K_X étant la mobilité des porteurs de signe X dans le gaz.

Le champ E_i est faible, sans quoi le canal ne serait pas assimilable à un « conducteur ». Il doit être bien inférieur à 10^4 V/cm, compte-tenu de la longueur du canal et de la tension appliquée. Si $u = 1$ km/s, on voit que K_X doit être de 10 à $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ au moins.

Les conditions précédentes sont difficiles ou impossibles à réaliser si les porteurs en question ne sont pas des *électrons*. Nous arrivons donc au résultat suivant : la propagation d'un canal à phase gazeuse ionisée réclame un signe *négatif* et une abondance d'*électrons*. Par ailleurs, la présence de la densité q_X dans le liquide est nécessaire pour assurer sa vaporisation. L'énergie dissipée par unité de section de l'extrémité vive est, en ordre de grandeur, la pression $(1/2) \epsilon E^2$ multipliée par la vitesse de glissement des charges de mobilité K_L dans le liquide, c'est-à-dire $(1/2) \epsilon K_L E^3$. Désignant par L l'énergie de vaporisation par unité de volume du canal, il vient $(1/2) \epsilon K_L E^3 > u \cdot L$. On peut remplacer u par $K_H E$ ($K_H = \sqrt{\epsilon/\rho}$) ce qui donne la condition $(1/2) \epsilon E^2 > (K_H/K_L) \cdot L$. Pour les canaux lents, de vitesse bien inférieure au km/s, cette condition ne peut être satisfaite si K_L est une mobilité ionique, ce qui suggère à nouveau la présence nécessaire d'électrons dans le liquide, près de l'extrémité vive.

8. Ionisation sans changement d'état.

Si le champ E est suffisamment intense (100 MV/cm), il est probable que le liquide soit directe-

ment ionisé par choc d'électrons, comme cela a lieu dans un gaz. Compte-tenu d'une mobilité électronique vraisemblable de $0,1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, la vitesse u serait de 100 km/s, ce qui correspond aux valeurs les plus élevées rencontrées dans les liquides.

9. Discussion.

L'expérience montre aujourd'hui qu'il y a deux types de canaux prédisruptifs dans les liquides [4, 5] :

- a) Lent (< 1 km/s) et ramifié, fréquent en négatif.
- b) Rapide (3 à 60 km/s) filamenteux et peu ramifié, fréquent en positif.

Cependant, des recherches récentes ont montré que le signe n'est pas, à lui seul, déterminant. Le type a) peut être remplacé par b) si l'on augmente la pression hydrostatique, ou si l'on ajoute au liquide un capteur d'électrons (SF_6) [4].

D'après les considérations précédentes, il semble plausible que le type a) corresponde au cas d'une phase gazeuse ionisée. Le type b) serait plutôt dû à une ionisation sans changement d'état.

La lenteur des canaux a) et leur prédominance en négatif se comprendraient bien de cette façon. L'effet un peu paradoxal des capteurs d'électrons, qui augmentent la vitesse en négatif, s'expliquerait par l'absence des électrons nécessaires à la progression du canal à phase gazeuse ionisée et par le passage au mécanisme responsable de b). L'influence de la pression hydrostatique, dont l'accroissement n'est pas favorable au développement d'une phase gazeuse, paraît assez naturelle.

Bibliographie

- [1] ALBRIGHT, N. W. and TIDMAN, D. A., *Phys. Fluids* **15** (1972).
- [2] SHARBAUGH, A. H., DEVINS, J. C. and RZAD, S. J., *IEEE Trans. EI-13* (1978) 249.
- [3] BATCHELOR, G. K., *An Introduction to Fluid Dynamics* (Cambridge University Press) 1970, p. 462.
- [4] DEVINS, J. D., RZAD, S. J. and SCHWABE, R. J., *J. Appl. Phys.* **52** (1981) 4531.
- [5] BEROUAL, A. et TOBAZÉON, R., *IEEE Trans. EI-21* (1986) 613.