



HAL
open science

Sur l'échauffement électrique des condensateurs

L. Houllevigue

► **To cite this version:**

L. Houllevigue. Sur l'échauffement électrique des condensateurs. *J. Phys. Theor. Appl.*, 1897, 6 (1), pp.120-126. 10.1051/jphystap:018970060012001 . jpa-00239974

HAL Id: jpa-00239974

<https://hal.science/jpa-00239974>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

SUR L'ÉCHAUFFEMENT ÉLECTRIQUE DES CONDENSATEURS ;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

Lorsqu'on soumet un condensateur à diélectrique solide ou liquide à une série de charges ou de décharges, il s'échauffe. Ce fait, découvert par Siemens, a été étudié par Naccari et Bellati et par Borgmann ⁽¹⁾. Avant d'indiquer les observations que j'ai faites sur le même sujet, je ferai remarquer que l'effet en question ne peut se

⁽¹⁾ SIEMENS, *Pogg. Ann.*, t. CXXV, p. 137; 1865. — NACCARI et BELLATI, *J. de Phys.*, 2^e série, t. I, p. 430; 1882. — BORGMANN, *J. de Phys.*, 2^e série, t. VII, p. 217; 1888.

manifester que sur les condensateurs à résidu. On peut en effet établir pour un condensateur parfait la proposition suivante :

Si le pouvoir inducteur croît avec la température, un condensateur se refroidit quand on le charge et s'échauffe pendant la décharge. Le contraire arrive si le pouvoir inducteur décroît quand la température augmente.

Soient en effet sur les mêmes circuits un condensateur et une dynamo, et soit V la différence de potentiel à l'instant t aux armatures de condensateur. L'ensemble constitue un système réversible. Soit, à l'instant t , m la quantité d'électricité qui est passée sur le condensateur, et θ la température absolue. La variation élémentaire d'énergie interne est $dU = dT - EdQ$, dT étant le travail accompli, et dQ la chaleur dégagée. Or, on a :

$$dT = Vdm + pdv, \quad dQ = cd\theta + \lambda dm,$$

p représentant la pression extérieure, dv la variation de volume, c la capacité calorifique du condensateur maintenu au potentiel V , et λ la chaleur dégagée lorsque, sa température restant θ , sa charge électrique augmente de dm . Il vient donc, en définitive,

$$dU = (V - E\lambda) dm + pdv - Ecd\theta.$$

Et le principe de l'équivalence s'exprime par les relations :

$$(1) E \frac{\partial c}{\partial m} = E \frac{\partial \lambda}{\partial \theta} - \frac{\partial V}{\partial \theta}, \quad (2) E \frac{\partial c}{\partial v} = - \frac{\partial p}{\partial \theta}, \quad (3) \frac{\partial V}{\partial v} = E \frac{\partial \lambda}{\partial v} + \frac{\partial p}{\partial m};$$

d'autre part :

$$\frac{dQ}{\theta} = \frac{c}{\theta} d\theta + \frac{\lambda}{\theta} dm,$$

et le théorème de Carnot s'exprime par :

$$(4) \quad \frac{dc}{dm} = \frac{d\lambda}{d\theta} - \frac{\lambda}{\theta}.$$

La comparaison de (1) et (4) donne alors :

$$(5) \quad \lambda = \frac{\theta}{E} \frac{dV}{d\theta};$$

ou bien, en exprimant V en fonction de K ,

$$(6) \quad \lambda = - \frac{V\theta}{KE} \cdot \frac{dK}{d\theta}.$$

Pour la plupart des diélectriques, K décroît quand t augmente ; donc, en général, d est positif, c'est-à-dire qu'un condensateur s'échauffe par la charge et se refroidit par la décharge. Mais, si on considère une série de charges et de décharges, les effets calorifiques se compenseront.

Dans un condensateur à résidu, l'opération que nous avons imaginée ne serait pas réversible, puisque l'équilibre électrique entre le condensateur et la dynamo ne serait pas réalisé à chaque instant. C'est donc au résidu, ou à la viscosité électrique, qu'il faut attribuer l'échauffement électrique des condensateurs.

Il est facile de se faire une idée du phénomène, en s'inspirant des idées émises dans l'article précédent (sur les théories du résidu électrique). Imaginons, pour simplifier, un condensateur relié à une force électromotrice sinusoïdale par un fil dénué de résistance et de self-induction.

L'équation du déplacement électrique Δ est alors :

$$(7) \quad \rho \frac{d^2 \Delta}{dt^2} = \varphi_0 \sin \mu t - \frac{4\pi}{K} \Delta ;$$

la période d'oscillation étant $T = \frac{2\pi}{\mu}$, (7) admet pour solution :

$$(8) \quad \Delta = A \sin \mu t, \quad A = \frac{K^2 \Phi_0}{4\pi (T^2 \pi K \rho)}.$$

Cela étant, l'équation de déplacement Δ' de la matière du diélectrique est :

$$P \frac{d^2 \Delta'}{dt^2} + 2b \frac{d\Delta'}{dt} + a \Delta' = \frac{4\pi \varphi}{K} A \sin \mu t.$$

Cette équation admet pour intégrale générale :

$$\Delta' = \frac{4\pi A}{K(\beta - \beta')} \left[\frac{\beta' \sin \mu t + \mu \cos \mu t}{\beta'^2 + \mu^2} - \frac{\beta \sin \mu t + \mu \cos \mu t}{\beta^2 + \mu^2} + C e^{\beta t} + C' e^{\beta' t} \right]$$

C et C' représentent des constantes, et β et β' les racines de l'équation $P\beta^2 + 2b\beta + a = 0$. En laissant de côté les termes non périodiques, qui s'évanouissent rapidement, Δ' peut se mettre sous la forme :

$$(9) \quad \Delta' = A' \sin \mu (t + \varphi), \quad A' \text{ et } \varphi \text{ étant définis par les relations :}$$

$$A' = \frac{4\pi A}{K\sqrt{(\beta^2 + \mu^2)(\beta'^2 + \mu^2)}}, \quad \text{tang } \mu\varphi = \frac{\mu(\beta + \beta')}{\beta\beta' - \mu^2}.$$

Cela étant, la force du frottement interne a pour valeur, par unité de volume,

$$(10) \quad F = 2b \frac{d\Delta'}{dt} = 2bA'\mu \cos \mu (t + \varphi).$$

Si entre (9) et (10) on élimine t , on obtient l'équation d'une ellipse :

$$\frac{\Delta'^2}{A'^2} + \frac{F^2}{4b^2 A'^2 \mu^2} = 1,$$

dont la surface $S = 2bA'\mu = \int F d\Delta'$ représente le travail du frottement interne pendant une période. En passant au temps t qui correspond à n périodes, le travail interne est :

$$(11) \quad \bar{c} = \frac{4\pi^2 P b^2 \Phi_0^2 t}{(T^2 - \omega x \rho)^2 \left[a^2 + \frac{4\pi^2}{T^2} \left(4b^2 - 2aP + \frac{4\pi^2 P^2}{v^2} \right) \right]}.$$

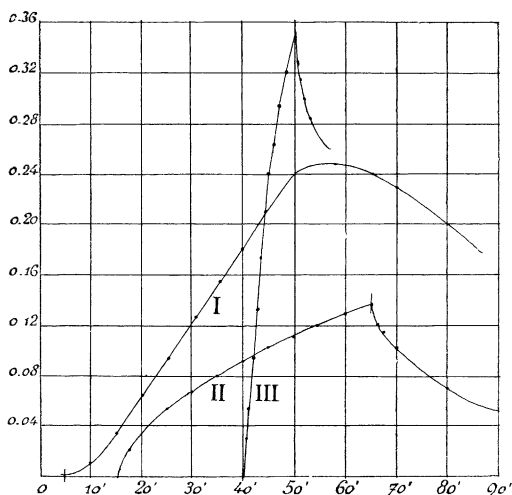
La chaleur dégagée dans chaque centimètre cube du diélectrique est alors $\frac{\bar{c}}{E}$, E étant l'équivalent mécanique de la chaleur. On voit qu'elle doit être proportionnelle au temps, au carré du champ, et s'annuler pour des oscillations très rapides.

J'ai vérifié les deux premières conséquences à l'aide du dispositif suivant : le diélectrique à étudier forme deux blocs prismatiques dans lesquels plongent les pôles d'une pile thermo-électrique maillechort-fer reliée à un galvanomètre ; une différence de 1° entre les pôles correspond environ à une déviation de 370 millimètres sur l'échelle graduée. L'un des blocs porte des armatures reliées à l'induit d'une bobine de Ruhmkorff ; un trop-plein et un appareil enregistreur permettent d'évaluer et de régler la différence de potentiel et le nombre d'interruptions de la bobine. Pour éviter les charges statiques du galvanomètre, le circuit pile thermo-électrique-galvanomètre est relié au sol par un de ses points et soigneusement isolé des autres. Enfin la pile thermo-électrique et les deux blocs sont protégés par une double enceinte contre les variations accidentelles de la température.

Les principaux résultats obtenus sont représentés par les courbes ci-après ; 1 millimètre y représente une minute en abscisses et une variation de température 0,004 en ordonnées. Les traits verticaux

couplant les courbes indiquent les moments où on a actionné et arrêté la bobine Ruhmkorff, dont on a maintenu la marche parfaitement régulière.

La courbe I représente le résultat obtenu avec de la paraffine, qu'on a coulée dans des moules en carton autour de la pile thermo-électrique. La partie moyenne de la courbe est une ligne droite, sa courbure initiale tient sans doute à la chaleur absorbée par les fils de fer et de maillechort immergés dans la paraffine; le fait le plus



singulier, manifesté par cette courbe, c'est que la température continue à croître pendant six ou sept minutes après qu'on a arrêté la bobine. Cet effet tient à ce que les couches superficielles de la paraffine, s'étant solidifiées plus rapidement que les couches profondes, n'ont pas la même viscosité électrique. Elles s'échauffent plus que les couches profondes où sont immergées les soudures, et continuent à les échauffer après l'arrêt de la bobine.

Pour le vérifier, j'ai d'abord placé les deux soudures de la pile maillechort-fer dans un seul et même bloc, l'une au centre et l'autre à 3 millimètres de la surface; c'est avec ce dispositif qu'on a obtenu la courbe n° II. Elle montre encore que la soudure superficielle s'échauffe plus que la soudure profonde; toutes les particularités de cette courbe sont d'ailleurs faciles à interpréter. J'ai recommencé ensuite cette der-

nière expérience en coulant autour des soudures un morceau de paraffine de grande épaisseur, de façon à ce qu'elles fussent immergées dans des parties de même structure, et en coupant ensuite le bloc de façon qu'une des soudures fût superficielle et l'autre profonde ; dans ces conditions, la bobine, actionnée pendant trente minutes, n'a pas donné de différence de température supérieure à $0^{\circ},066$, ce qui justifie l'interprétation donnée plus haut.

Il résulte de ces expériences que la viscosité d'un solide est très variable d'un échantillon à un autre. La détermination des constantes a et b qui définissent la viscosité dans nos formules sera donc, pour les solides, extrêmement difficile.

C'est ce qui m'a engagé à opérer sur les liquides, en les enfermant dans deux auges en ébonite dont l'une était munie d'armatures en laiton, de distance variable à volonté, et reliées à la bobine Ruhmkorff. La courbe III représente le résultat obtenu avec l'eau distillée récemment préparée et privée d'air. Les conditions de fonctionnement de la bobine, et la distance des armatures sont identiques à celles qui se rapportent à la courbe I. On voit cependant combien l'élévation de température est plus rapide pour l'eau que pour la paraffine ; en tenant compte de la différence des chaleurs spécifiques, on trouve que la chaleur dégagée est de 20 à 30 fois plus grande, pour l'eau que pour la paraffine ; ce résultat ne serait pas attribuable à la conductibilité du liquide, car, en additionnant l'eau distillée de quelques gouttes d'eau ordinaire, on a retrouvé presque exactement le même échauffement. L'extrême viscosité de l'eau que nous constatons doit permettre d'expliquer les valeurs énormes que les méthodes statiques donnent pour son pouvoir inducteur, alors que les oscillations rapides donnent $K = 2$.

On peut remarquer que la courbe III est légèrement concave vers les abscisses. Ce résultat, retrouvé avec tous les liquides, tient à ce que la convection entraîne le liquide chaud vers le haut du vase ; les soudures thermo-électriques sont alors soustraites à son action. J'ai utilisé l'huile de vaseline (de densité 0,878), liquide qui est un bon diélectrique, en vue de vérifier la proportionnalité de l'échauffement électrique au carré du champ Φ_0 , proportionnalité indiquée par notre formule (II). A cet effet, j'ai déterminé plusieurs valeurs de l'échauffement électrique en faisant varier la distance d des armatures du condensateur, les autres conditions restant les mêmes. Le champ Φ sera donc en raison inverse de d . Or voici les valeurs de la variation

de température Q, pour trente minutes, pour chaque valeur de d :

$d = 1^{\text{cm}},79$	$2^{\text{cm}},53$	$3^{\text{cm}},1$
$Q = 0^{\circ},106$	$0^{\circ},056$	$0^{\circ},0355$
$Qd = 0,1907$	$0,1416$	$0,1100$
$Qd^2 = 0,3392$	$0,3584$	$0,3408$
$Qd^3 = 0,6074$	$0,9072$	$1,0543$

Qd^2 est donc très sensiblement constant, ce qui vérifie la loi de proportionnalité de l'échauffement électrique au carré du champ.
