

**Zeitschrift:** Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles  
**Herausgeber:** Société Vaudoise des Sciences Naturelles  
**Band:** 37 (1901)  
**Heft:** 142

**Artikel:** Contribution à l'étude des pertes d'énergie dans les diélectriques  
**Autor:** Mercanton, Paul-L.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-266449>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 12.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE

DES

PERTES D'ÉNERGIE DANS LES DIÉLECTRIQUES

PAR

Paul-L. MERCANTON, ing.-électr.

(Pl. XVII-XXIV.)

INTRODUCTION

Le présent travail a été exécuté pendant les années universitaires 1900 et 1901, au Laboratoire de Physique expérimentale de l'Université de Lausanne, sous la direction de M. le professeur Henri Dufour.

Nous l'avons entrepris avec l'espoir d'apporter quelques faits nouveaux dans le débat relatif aux pertes d'énergie dans les diélectriques soumis à des champs électrostatiques périodiquement variables.

Nous avons donc cherché comment ces pertes dépendent de la composition du diélectrique, de l'intensité et de la fréquence du champ; quelle action enfin les ébranlements mécaniques exercent sur elles.

Ce programme de recherches peut paraître trop vaste. Quelques-unes, en effet, n'ont pu être qu'ébauchées. Cette diversité et cette multiplicité des questions abordées s'expliquent par notre désir de tirer tout le parti possible d'une installation qui avait exigé une préparation fort longue.

Nous voulons espérer toutefois que les matériaux que nous apportons trouveront leur place à l'édifice.

Dans une première partie de ce mémoire, nous résumerons sommairement les travaux antérieurs, puis nous donnerons un aperçu théorique de la question.

Dans une seconde partie, nous décrirons en détail notre méthode et sa mise en œuvre et nous terminerons par l'exposé des résultats expérimentaux.

Mais avant de clore cette introduction, nous tenons à exprimer ici à M. le professeur Henri Dufour, notre profonde gratitude pour l'intérêt et la bienveillance inépuisable dont il nous a sans cesse entouré au cours de ce travail et pour la complaisance avec laquelle il a mis à notre disposition toutes les ressources du laboratoire. Nous remercions en outre vivement M. le Dr Constant Dutoit, assistant de physique à l'Université, dont la très grande habileté technique nous a été infiniment précieuse.

## PREMIÈRE PARTIE

### § 1. Aperçu historique et critique.

On doit à Siemens la première constatation d'un échauffement de la bouteille de Leyde quand on la charge (1861)<sup>1</sup>, mais l'étude raisonnée des pertes d'énergie dans les condensateurs soumis à des potentiels variables n'a été inaugurée qu'en 1882 seulement par Naccari et Bellati<sup>2</sup>. Au moyen d'une bobine d'induction, ils électrisaient un condensateur, constitué par une double enveloppe de verre, munie d'armatures et dont l'intervalle était rempli de pétrole. La dilatation du liquide décelait l'échauffement du diélectrique, échauffement qu'en 1884 ils reconnurent proportionnel au carré du champ. Peu de temps après, Borgmann<sup>3</sup>, à l'aide d'un dispositif thermométrique différentiel comprenant le diélectrique (verre) étudié, arrivait sensiblement au même résultat.

En 1892, Steinmetz<sup>4</sup> soumit un condensateur en papier paraffiné de 3 *mf* à des variations périodiques (fréquence 170) de potentiel (voltage maximum : 80 et 230 volts) et trouva que l'énergie dissipée dans le diélectrique était sensiblement proportionnelle au carré du champ maximum.

Embrassant dans une étroite analogie ces phénomènes et ceux présentés par l'aimantation périodique du fer, il étendit aux diélectriques la notion d'hystérésis et chercha à justifier la formule

$$W = H F^2$$

où *W* représente l'énergie perdue, *F* l'intensité maximum du champ, et *H* une constante dépendant de la nature du corps, relation semblable de forme à celle dont la pratique électrotechnique a consacré l'usage pour l'hystérésis magnétique.

En identifiant les causes des deux ordres de phénomènes et en mettant de la sorte au service des expérimentateurs les méthodes fructueusement utilisées dans l'étude des propriétés magnétiques du fer, Steinmetz ouvrit à la recherche une voie féconde. Par une de ces coïncidences si fréquentes dans l'histoire de la science, M. Kleiner<sup>5</sup> arrivait à peu près en même temps à la même idée que lui.

Cette conception d'un hystérésis diélectrique, si vague qu'elle fût encore, avait le grand mérite de rattacher les phénomènes observés à ceux de la polarisation des diélectriques<sup>4</sup>, à ceux du résidu, que venaient d'éclaircir considérablement les beaux travaux de MM. J. Curie et Bouty.

Depuis Steinmetz, les recherches se sont multipliées par différentes méthodes et avec des succès divers. La complexité des phénomènes et le vague où l'on se trouve dès qu'on essaie de pénétrer dans le domaine de la constitution intime des corps expliquent suffisamment que, malgré le nombre des travaux et le zèle des expérimentateurs, notre connaissance en ces matières soit encore si restreinte.



Quelques études récentes ont d'ailleurs réalisé un grand progrès dans la voie de la coordination des faits.

Les méthodes utilisées reposent sur des principes divers.

Quelques auteurs, comme l'avaient fait les premiers chercheurs, se sont attachés à la mesure de l'échauffement produit dans le diélectrique par les variations périodiques du champ.

En 1892, M. Kleiner<sup>5</sup> soumit à ces variations une plaque de paraffine dont une soudure thermo-électrique mesurait l'élévation de température. Il trouva pour la paraffine une perte d'énergie faible, proportionnelle au carré du champ, et montra qu'en portant les deux armatures à des potentiels de valeurs différentes de même signe, variant simultanément, l'échauffement était nul.

Il vérifia en outre pour la paraffine, comme il l'avait fait pour le verre, que l'échauffement est inversement proportionnel au carré de l'épaisseur.

Cette étude fut poussée plus avant sous sa direction, en 1895, par un de ses élèves, M. Duggelin<sup>6</sup>.

M. Duggelin formait ses condensateurs de lames diélectriques d'environ un décimètre carré, d'épaisseur variant entre 0,4 et 4 mm., armées, par simple application, sans interposition de matière étrangère, de minces rondelles d'étain, larges de 5 cm. D'une paire de soudures constantan-fer, l'une était soudée, au métal de Wood, au centre d'une des armatures, l'autre était collée au bord nu de la plaque.

Dans les essais sur la paraffine et la colophane, on noyait de préférence la première soudure dans la masse, entre les armatures. De fins fils amenaient à celles-ci le flux d'électricité.

Les soudures entraient dans le circuit d'un galvanomètre sensible.

Le condensateur à étudier A était mis en série avec un

condensateur beaucoup plus grand B, sur le circuit d'une machine de Töpler M. Tous deux étaient munis d'un micromètre donnant généralement 1 mm. d'étincelles.

On commençait les mesures par celle de la différence de température entre les soudures, puis on mettait le galvanomètre hors circuit.

En écartant les pôles de la machine, le circuit électrostatique se fermait par les condensateurs donnant un flux d'étincelles en A correspondant à un nombre restreint en B (1 par seconde environ). On comptait 100 étincelles ou un multiple de 100 à la bouteille de Lane L qui servait à mesurer les charges fournies aux condensateurs par la machine, on fermait le circuit de celle-ci, puis, reliant aussitôt le jeu de soudures au galvanomètre, on lisait la différence des températures.

Le rapport des capacités des condensateurs A et B donnait la fréquence de décharge du condensateur A. La bouteille de Lane mesurait les quantités d'électricité fournies pendant la durée de l'opération.

Les diélectriques liquides remplissaient l'intervalle de deux cylindres concentriques en laiton. La soudure « chaude » était appliquée contre la paroi du cylindre intérieur.

Les expériences ont porté, pour les solides, sur : la paraffine, la colophane, le mica, le verre, le caoutchouc, l'ébonite, la gutta-percha, la cire à cacheter, le quartz; pour les liquides, sur : les huiles de vaseline, de paraffine, de ricin, d'olives, le benzol, le toluol et l'essence de térébenthine.

L'échauffement a été nul pour la paraffine, l'huile de paraffine, l'huile de vaseline, le benzol et le toluol; nul aussi pour le quartz en lame parallèle à l'axe, tandis que le quartz taillé perpendiculairement à l'axe donnait un échauffement de l'ordre de ceux du mica et du verre. Il est intéressant de rapprocher ce dernier fait du résultat obtenu par J. Cu-

rie<sup>7</sup> dans ses mesures de la conductibilité au temps  $t$  (rapport de l'intensité du courant de charge à la force électromotrice, au temps  $t$ ) du quartz.

Cette conductibilité, très faible pour une lame parallèle, est très notable pour une lame perpendiculaire à l'axe optique du cristal.

M. Duggelin a constaté que l'échauffement croît du centre vers les bords de l'armature, comme la densité électrique superficielle.

Enfin, il a trouvé un rapport de *proportionnalité simple* entre l'échauffement et l'intensité du champ.

Ce résultat est en contradiction avec ceux obtenus par les expérimentateurs antérieurs ou postérieurs, qui tous ont trouvé la *proportionnalité à des puissances voisines de 2*.

Les données de M. Duggelin n'ont en réalité qu'une valeur purement qualitative.

Par suite du défaut de protection thermique de la soudure centrale contre le refroidissement, on mesure (des essais nous l'ont prouvé) une faible part seulement de la chaleur développée, qui se dissipe très rapidement dès qu'on supprime le jeu de la machine. En outre, la comparaison des capacités des condensateurs A et B ne peut fournir des valeurs certaines sur la fréquence des décharges en A que si *la capacité de A est indépendante de la fréquence*, ce qui n'est pas le cas précisément quand le diélectrique est capable de s'échauffer.

M. Duggelin attribue la dissipation d'énergie mesurée à un hystérésis des diélectriques.

Il signale enfin ce fait intéressant que les pertes dans le caoutchouc et la térébenthine s'atténueraient après un certain nombre de charges et décharges.

M. Kleiner avait déjà mentionné une action pareille du champ sur de la paraffine impure. Antérieurement déjà, Hertz<sup>8</sup> avait attiré l'attention sur l'amélioration des qua-

lités diélectriques de la benzine dans un champ électrique. Il attribuait cette amélioration à une purification du liquide, qu'il suffisait de souiller pour en développer beaucoup le résidu.

L'étude de M. H. Fritz<sup>9</sup> sur le verre échappe aux critiques faites plus haut.

M. Fritz a utilisé la méthode calorimétrique, bien préférable quand on peut l'appliquer. Son condensateur n'était autre que l'éprouvette intérieure d'une sorte de calorimètre de Bunsen, platinée sur ses deux parois. Une armature communiquait avec un des pôles d'une machine de Töpler, dont l'autre pôle était à la terre.

La seconde paroi était reliée à la terre par l'intermédiaire d'une fine spirale de nickel, enfermée dans un second calorimètre de Bunsen, et d'un micromètre à étincelles.

On mesurait, d'une part, l'échauffement du condensateur, d'autre part la quantité totale d'électricité mise en jeu. Dans une autre série d'expériences, l'auteur remplaçait les mesures calorimétriques par des mesures thermo-électriques, faites à l'aide de soudures. M. Fritz vérifie la relation de proportionnalité *des quantités de chaleur dégagées au carré du potentiel*.

Après avoir indiqué l'importance de cet échauffement dans les recherches sur l'électrostriction et écarté l'explication qui en ferait le résultat d'une vibration des molécules, l'auteur y veut voir un phénomène d'hystérésis diélectrique analogue à l'hystérésis magnétique. Cet hystérésis serait, dans sa pensée, plutôt un hystérésis véritable qu'une viscosité.

En 1895, M. Benischke<sup>10</sup> étudia la paraffine à l'aide d'un double système de fins fils de platine (0,025 mm. d'épaisseur sur 239 cm. de longueur chacun), dont une paire est noyée dans la masse, sous les armatures, et l'autre paire est en dehors du bloc. Ce système forme ainsi les deux branches d'un réseau de Wheatstone et permet de déceler.



un échauffement de  $0,001^{\circ}$ . On opérait pendant dix minutes sous 1700 volts.

L'échauffement a été trouvé nul pour la paraffine pure.

M. Benischke attribue l'échauffement des diélectriques dans le champ à diverses causes dont l'*effet Joule* serait la dominante.

Le dispositif avec lequel M. Houlevique (1897) essaya de vérifier ses déductions théoriques ne diffère du précédent que par la substitution d'un système de soudures au système de résistances. La paraffine, sous 3 cm. d'épaisseur et 2 cm. d'étincelle, a donné un échauffement croissant régulièrement avec la durée d'électrisation, si l'on tient compte de l'effet perturbateur de la conductibilité thermique, et atteignant, au bout de trente minutes, la valeur très faible de  $0,4^{\circ}$  environ. L'action d'un champ magnétique de 3000 C. G. S., pendant quinze minutes, a été trouvée nulle, confirmant ainsi les résultats négatifs de MM. Hall, Palaz, Drude, Van Aubel et Koch.

La chaleur dégagée par l'eau, dans les mêmes conditions, se montre vingt à trente fois supérieure à celle de la paraffine.

Les résultats, pour l'huile de vaseline, vérifient la loi de proportionnalité au carré du champ.

Citons enfin les essais industriels faits, en 1899, par MM. Rosa et Schmid<sup>12</sup> dans une enceinte calorimétrique à circulation d'eau, dont on mesurait l'élévation de température. On calculait le rendement des condensateurs. Ceux en papier paraffiné avaient, sous des tensions comprises entre 778 et 1659 volts et des fréquences de courant alternatif 28, 120 et 140, des rendements variant de 98,6% à 99,3%.

En obtenant droit de cité dans la science, la notion d'hystérésis des diélectriques devait nécessairement amener les physiciens à appliquer à ces corps les méthodes de détermination mécanique des pertes d'énergie, avantageuse-

ment utilisées dans l'étude des propriétés magnétiques du fer.

Dès 1895, M. Arno<sup>13</sup> observait qu'un cylindre diélectrique creux, suspendu à un fil dans un champ électrostatique tournant, est entraîné dans le sens de la rotation du champ. Il traduit les résultats de ses recherches par la formule suivante, analogue à celle proposée par M. Steinmetz :

$$d = h V^\varepsilon$$

où  $d$  est la déviation,  $V$  le potentiel maximum (proportionnel à l'induction électrostatique  $B$ ),  $h$  une constante dépendant de la nature du diélectrique et  $\varepsilon$  un exposant variable avec l'induction  $B$ .

Pour  $B = 1,75$   $\varepsilon = 1,65$ .

De l'augmentation de la déviation  $d$  avec la vitesse de rotation du champ, M. Arno conclut à une hystérésis visqueuse, plus proprement appelée viscosité électrique, impliquant *un retard de l'intensité de la polarisation sur celle du champ qui la provoque*.

On doit à M. Threlfall<sup>14</sup> (1897) un travail très soigné sur la question qui nous occupe. Son dispositif est une variante de celui d'Arno. Deux lames métalliques, entre lesquelles une machine de Wimshurst entretient un champ uniforme et constant, tournent régulièrement sur un axe commun, dans le prolongement duquel un fil soutient le diélectrique entre les plaques. La déviation, comme dans les expériences de M. Arno, mesure l'énergie consommée par le diélectrique. M. Threlfall donne la formule analogue aussi :

$$W = c F^n$$

$F$  est le champ,  $c$  une quantité variable d'un échantillon à l'autre, tandis que l'exposant  $n$  est constant pour une substance donnée.

M. Threlfall, dont nous n'avons malheureusement connu les recherches qu'une fois notre travail terminé, s'est pré-



occupé de vérifier sur des mélanges de corps conducteurs et isolants la théorie des diélectriques hétérogènes de Maxwell<sup>15</sup>. On avait en effet d'emblée invoqué l'existence, dans la masse des diélectriques, d'impuretés plus ou moins conductrices pour expliquer le phénomène de la perte d'énergie et celui, tout à fait connexe, du résidu électrique.

En opérant sur des mélanges de paraffine et de graphite, M. Threlfall n'a trouvé qu'une augmentation très faible de la perte  $W$ , contrairement à ce que l'on pouvait prévoir d'après la théorie. Il n'a pu constater de perte pour les liquides.

L'auteur n'a pu arriver à des conclusions fermes pour l'effet sur  $W$  des fréquences faibles (quatre à trente périodes par seconde).

Pour des fréquences de l'ordre de  $7,10^6$ , obtenues à l'aide d'un champ tournant, il ne se manifeste pas de dissipation sensible d'énergie.

M. Threlfall donne à son exposant  $n$  une valeur comprise entre 1 et 2 pour les diélectriques purs. Il insiste enfin fortement sur l'idée d'une viscosité électrique.

A peu près à la même époque, M. Schauffelberg<sup>16</sup> se livrait, à Zurich, à de délicates expériences sur la paraffine et le caoutchouc durci. Un *ellipsoïde* de révolution, allongé et plein, oscillait entre deux armatures planes, distantes de 3,87 cm. et chargées à des potentiels constants pouvant aller de 532 à 2556 volts. Les oscillations étaient observées à la lunette. Tout le système, comme d'ailleurs celui de M. Threlfall, décrit plus haut, était soigneusement protégé contre l'humidité de l'air.

M. Schauffelberg mesurait le décrément logarithmique des oscillations, d'abord sans, ensuite avec le champ. Par une série de déductions théoriques et après détermination préalable de la constante diélectrique des corps étudiés, il tirait de cette mesure la perte d'énergie par centimètre

cube et par unité de polarisation  $e$  ;  $e = 3,643$  ergs pour l'ébonite et 0,3368 seulement pour la paraffine pure, pour laquelle, en outre, se vérifie la loi de proportionnalité au carré de l'induction.

Mentionnons encore les intéressantes constatations de M. C. Borel<sup>17</sup> sur la rotation d'un disque de papier paraffiné, suspendu dans un champ électrostatique périodiquement variable, en présence d'un diélectrique à résidu. L'électrisation de celui-ci présentant un retard permanent sur la variation du champ, un couple naît, qui fait tourner le disque dans un sens déterminé. Conformément à ce qu'on pouvait prévoir, les bons conducteurs comme les bons diélectriques sont sans effet.

On pouvait évidemment songer à remplacer ces méthodes de totalisation des pertes d'énergie par la détermination, point par point, des aires cycliques, comme on l'a fait pour l'aimantation du fer.

Ce procédé permet en effet de pénétrer plus intimement dans le mécanisme des phénomènes. Il paie malheureusement cet avantage d'une diminution de sensibilité.

M. P. Janet<sup>18</sup> (1892) trouva qu'un condensateur soumis à un courant de charge oscillatoire prend, à potentiels égaux, une charge moins grande quand le potentiel va en croissant que quand il décroît, qu'il y a un retard des valeurs de la charge sur les valeurs du potentiel et que la courbe des charges en fonction des potentiels se ferme sur elle-même sans passer par l'origine, rappelant ainsi l'allure des courbes d'aimantation cyclique du fer.

La constatation de ce retard justifie les vues des auteurs qui assignent aux pertes d'énergie une origine hystérétique. Mais elle ne suffit pas à préciser le caractère de cet hystérésis. Pour décider si l'on est en présence d'un hystérésis de champ ou simplement d'une viscosité électrique, il faut opérer avec des vitesses cycliques aussi faibles que possible. Si le retard persiste pour des durées de parcours

des cycles pratiquement infinies, on a affaire à un hystérésis de champ. En effet, d'après M. Warburg<sup>19</sup>, *il y a hystérésis si une variable X, changeant infiniment lentement par cycle simple et stationnaire, une qualité Y du corps change de telle sorte que deux valeurs d'Y correspondent à une seule valeur de X*. Autrement, on a affaire à de la viscosité.

Ce point a été élucidé en 1895 par MM. Porter et Morris<sup>20</sup>. Ils portaient lentement un condensateur à papier paraffiné à un certain potentiel et mesuraient la charge acquise au galvanomètre balistique. Puis, s'étant assurés que la décharge était complète, ils ramenaient, toujours lentement, le potentiel à sa valeur antérieure, mais en le faisant passer par une valeur supérieure. La charge mesurée fut toujours trouvée égale à la première, tant pour la paraffine que pour le papier paraffiné. Il n'y a donc pas d'hystérésis de champ.

M. Eisler<sup>21</sup> est arrivé à la même conclusion au moyen d'un alternateur, en chargeant un condensateur de cette dernière substance. Il montre que la perte, proportionnelle au carré du potentiel, tend vers zéro dans les deux cas d'une vitesse cyclique nulle ou infinie.

M. J. Curie<sup>7</sup> avait montré, en 1888 déjà, que, pour des variations lentes du potentiel, l'intensité du courant de charge d'un condensateur est, à chaque instant, rigoureusement proportionnelle aux valeurs du potentiel à cet instant.

Tout récemment (1900), M. Beaulard<sup>22</sup> a vérifié, sur un condensateur à diélectrine, qu'à une période très longue (15 minutes) du cycle correspond une perte d'énergie nulle.

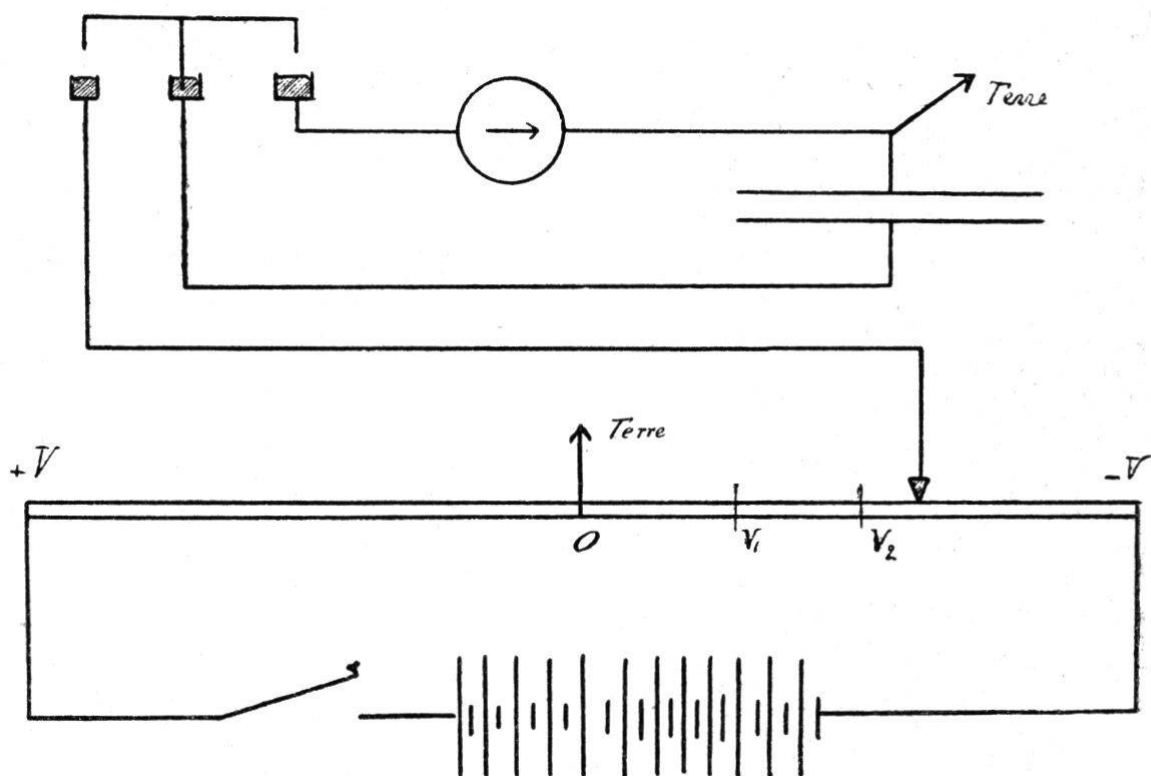
Ce travail de M. Beaulard doit nous retenir quelque temps. C'est sa méthode, en effet, que nous avons adoptée pour nos recherches, après lui avoir fait subir quelques perfectionnements. *Elle revient à déterminer, point par point, la charge du condensateur sous potentiel périodique-*

ment variable, à mesurer l'aire de la courbe des charges en fonction des potentiels et à chercher la valeur en énergie de cette aire, qui représente, comme nous le verrons dans la suite, la perte pour le volume total du diélectrique.

Une coulisse isolante d'environ 1 m. de long, à section constante et remplie de  $\text{CuSO}_4$  concentré, est traversée d'un bout à l'autre par le courant d'un certain nombre d'accumulateurs. Le milieu  $O$  de cette coulisse est à la terre. Le potentiel croît donc régulièrement de ce point milieu aux extrémités de la coulisse, où il prend des valeurs égales et de signes contraires.

Une dérivation plongeante roule sur rails tout le long de la rigole. Une des armatures du condensateur peut être reliée successivement, au moyen d'un commutateur, à cette dérivation et à un galvanomètre balistique.

La seconde armature et l'autre bout du circuit galvanométrique sont aussi à la terre. On réalise de la sorte deux circuits par la terre, l'un de charge par la dérivation, l'autre de décharge à travers le galvanomètre.





Pour opérer, on fait passer le courant dans la rigole. Puis on ferme le circuit de charge. On amène alors le plongeur, resté en O, avec une vitesse uniforme au point de potentiel  $V_1$ .

On ouvre alors le premier circuit et ferme le second. Le condensateur se décharge dans le galvanomètre, dont la déviation mesure la charge correspondant au potentiel considéré. Pendant que le condensateur est en court circuit, on ramène le plongeur à O.

On répète ce cycle d'opérations pour tous les points choisis de la coulisse, en ayant soin de faire marcher le curseur à partir de O, de telle manière que le condensateur soit soumis à un cycle fermé de potentiels. Le plongeur passera par exemple de O à  $V_1$ , puis de O à  $-V$  max. (puis de O à  $V_1$  par  $-V$  max.) et ainsi de suite. Les opérations se poursuivent ainsi jusqu'à ce que le curseur, dans ses pérégrinations toujours plus longues, soit revenu à son point de départ.

Si les charges, à potentiel décroissant, ont, en chaque point, les mêmes valeurs qu'à potentiel croissant, la courbe des charges en fonction des potentiels se réduit à une droite passant par l'origine et plus ou moins inclinée sur les axes.

La perte d'énergie est alors nulle.

M. Beaulard déplaçait son curseur à la main, en se guidant au son d'un métronome. Il opérait aussi la commutation à la main.

Les durées des cycles ont varié entre  $\frac{1}{4}$  et 600 secondes, les tensions maximum était de 8, 18 et 23 volts. Les cycles comprenaient huit positions correspondant aux deux extrémités et au milieu de la rigole, ainsi que deux points symétriques par rapport à O.

Les recherches de M. Beaulard ont porté sur la *paraffine*, dont la courbe du cycle se réduit à une droite; sur le *mica*, dont l'aire est très étriquée; sur un condensateur

à *diélectrine* (mélange de soufre et de paraffine), coulée entre des plaques de cuivre et qui a donné un résidu notable.

L'auteur a fait, sur ce condensateur, trois séries de mesures avec des durées de 4 à 600 secondes et des potentiels maximum de 8, 18 et 23 volts.

Les courbes  $W = f(T)$  tendent vers l'axe des  $T$  quand  $T$ , durée du cycle, augmente indéfiniment. Des expériences directes ont montré que, pour  $T = 15$  minutes,  $W$  est pratiquement nul. Pour les  $T$  voisins de 10 secondes et moindres encore, les  $W$  augmentent rapidement.

M. Beaulard n'a pas réussi à exprimer ses résultats par une formule du genre de celle de Steinmetz  $W = a V^\epsilon$ ,

Cependant, si l'on compare, pour une même durée cyclique, les rapports

$$\frac{W_1}{W_2} \text{ et } \frac{V_1^2}{V_2^2}$$

on arrive, pour les meilleurs résultats expérimentaux, très sensiblement à l'égalité

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{V_1^2}{V_2^2}$$

Nous reviendrons plus loin sur les vues théoriques de l'auteur <sup>1</sup>.

Enfin, pour parfaire cet historique, il convient de citer deux études faites à l'aide de méthodes spéciales. Dans

<sup>1</sup> Ce travail était rédigé depuis plusieurs mois déjà, lorsqu'un hasard nous mis entre les mains un article de la « Physical Review », vol. 1, n° 2, 1893, où MM. F. Bedell, N.-F. Ballantyne et R.-B. Williamson exposaient les premiers résultats obtenus à l'aide d'une méthode de détermination cyclique de l'énergie dissipée dans un condensateur.

Des courbes de force électromotrice et de courant d'un circuit alternatif renfermant le condensateur, les auteurs tiraient les éléments nécessaires à l'établissement du cycle des charges en fonction des potentiels. L'aire du cycle représentait la perte en énergie. Les essais ont porté sur un condensateur étain-papier enduit de cire; le dispositif comprenait un alternateur (fréquence 140), un voltmètre multicellulaire de lord Kelvin et un contact rotatif rigide, coupant une veine liquide à la phase voulue.



P'une, M. Hanauer<sup>23</sup> équilibre un pont de Wheatstone comprenant le condensateur à étudier, puis substitue à celui-ci un condensateur à air de capacité  $C'$  et une résistance  $W$  qu'il varie jusqu'à équilibre du système. Les valeurs de  $C$  et  $W$  sont les capacités et résistances apparentes du condensateur primitif. Pour le verre, le mica, et le papier paraffiné, la perte d'énergie décroît quand la fréquence croît. La capacité apparente diminue aussi.

M. Mather<sup>25</sup> mesure la consommation d'énergie dans les câbles en montant ceux-ci en série avec une self-induction sans fer. Le tout est en dérivation sur une différence de potentiel alternative. On règle la self-induction de façon à avoir un décalage nul. En soustrayant les pertes par effet Joule, on obtient la portion de l'énergie totale consommée par le condensateur.

## § 2. Aperçu théorique.

Il semble au premier abord assez difficile de rattacher les phénomènes que nous venons de décrire à l'ensemble des propriétés déjà connues des diélectriques. Un fait s'en dégage cependant, à savoir leur connexité étroite avec les manifestations du résidu des condensateurs.

*Tous les expérimentateurs appuient sur ce fait que ce sont les diélectriques à résidu, et ceux-là seuls, qui consomment de l'énergie sous l'action d'un champ alternatif. Cette règle ne paraît pas avoir souffert d'exceptions jusqu'ici. L'échauffement de la paraffine, très faible d'ailleurs, ne saurait l'infirmier, car les qualités diélectriques de ce corps varient selon le degré de sa pureté et, d'autre part, les méthodes de mesures thermiques totalisant les effets sont d'une sensibilité que ne sauraient atteindre celles du résidu. Nous croyons qu'en usant de pareille sensibilité, on eût pu, à coup sûr, déceler du résidu dans les diélectriques considérés.*

Ces considérations nous portent à assigner aux deux phénomènes, perte d'énergie et résidu, une origine commune.

Ils ne sont que les manifestations extérieures différentes d'un même processus interne, et toute théorie, pour être d'accord avec l'expérience, doit pouvoir expliquer les deux ordres de faits.

Il ne rentre pas dans le plan de ce travail d'exposer en détail les nombreuses théories qu'on a émises sur le résidu ; nous n'entrerons que dans les considérations qui nous paraîtront indispensables à la compréhension du sujet, renvoyant pour le reste aux mémoires originaux, ainsi qu'à la belle étude critique de M. Houllévigüe.

Rappelons tout d'abord que les travaux de M. Bouty<sup>25</sup> sur le mica ont définitivement condamné la théorie de la pénétration des charges. La théorie de Mossotti Clausius suppose une constitution des diélectriques qui ne permet pas d'expliquer le retard de la polarisation sur le champ. Celle de M. Dieterici<sup>26</sup>, qui suppose une conductibilité des diélectriques, tombe sous le coup des mêmes objections que celle de la pénétration des charges.

M. J. Curie cherche la cause du résidu dans une polarisation intérieure, comme celle que Dubois-Reymond<sup>27</sup> a signalée dès 1856 dans les corps poreux imbibés d'eau ou de solutions salines. Les cristaux, dont M. Curie étudiait la conductibilité au temps  $t$  (rapport de l'intensité du courant de charge au temps  $t$  à la force électromotrice), renferment en effet presque toujours de l'eau en inclusions, et, d'autre part, la porcelaine dégourdie, imbibée d'eau, reproduit toutes les manifestations caractéristiques du résidu.

En outre, par la dessiccation à température élevée, M. Curie est parvenu souvent à diminuer considérablement la conductibilité apparente de ses lames cristallines.

Bien que cette théorie réponde aux faits expérimentaux,

on peut en contester la suffisance. Jusqu'à quel point la présence de l'eau est-elle générale dans les diélectriques ? Et comment expliquer les phénomènes spéciaux aux condensateurs à eau qui, comme M. C.-E. Guillaume<sup>28</sup> l'a fait voir, diffèrent à la fois de ceux présentés par les diélectriques et par les électrolytes.

La théorie purement électrique qui, jusqu'ici, a résisté le mieux aux assauts de la critique est celle de M. Hess, qui a développé les idées de Maxwell sur le rôle des *diélectriques composés*. Cette théorie mérite de nous retenir un instant, car elle fournit une explication et du résidu et des pertes d'énergie.

Maxwell a donné une théorie du résidu électrique qui est basée sur l'hétérogénéité des diélectriques. En vue du développement mathématique, il constitue son diélectrique par des feuillets comprenant les composants de même nature. Il démontre alors que si on a l'égalité

$$k \varrho = k' \varrho' = k'' \varrho'' = \dots$$

ou  $k$  est le *pouvoir inducteur spécifique* et  $\varrho$  la *résistivité* d'un feuillet, le diélectrique ne donne pas de résidu. Cette égalité n'est satisfaite, d'une manière générale, que pour l'homogénéité. Dès qu'elle ne l'est plus, le résidu apparaît.

M. Hess<sup>29</sup> a étudié le cas d'un diélectrique à 2 feuillets. L'un est constitué par l'isolant parfait qui, dans certaines conceptions de la nature intime des diélectriques, forme la pâte où sont noyées des sphérules conductrices. Ces particules réunies forment la deuxième couche. On a donc deux condensateurs en série, dont l'un, de capacité  $C$ , a une résistance infinie, l'autre, de capacité  $C'$ , une résistance très grande, mais finie  $\varrho'$ .

Le calcul montre qu'à une première décharge suivie d'une période d'isolement des armatures, doit succéder une deuxième décharge de même sens ; à celle-ci, une troisième,

et ainsi de suite jusqu'à décharge complète. Ceci est la manifestation caractéristique du résidu.

La charge varie avec le temps, car la capacité du condensateur passe de la valeur initiale  $\gamma = \frac{CC'}{C + C'}$  à la valeur finale

$$\gamma = C$$

atteinte au moment où la couche  $C'$  s'est laissé complètement traverser par le flux de charge et ne joue plus de rôle dans la condensation.

Si maintenant l'on applique au système une force électromotrice sinusoïdale ou  $E = E_0 \sin \omega t$  où  $\omega = \frac{2\pi}{T}$ , on trouve, pour l'énergie dissipée par cycle dans le diélectrique, l'expression

$$P = \frac{C^2 \omega^2}{4\varrho} \cdot \frac{1}{(C + C')^2 \omega^2 + \frac{1}{\varrho^2}}.$$

On voit que  $P$  varie avec la fréquence et s'annule pour une fréquence nulle. Le taux de variation avec la fréquence dépend en outre de la valeur de  $\varrho$  et varie en sens inverse. L'échauffement du condensateur est dû tout simplement à l'effet Joule dans le mauvais isolant.

Cette théorie de M. Hess a été attaquée par M. Houllévigue, qui a montré que son accord avec les faits provenait d'un choix de données numériques peu conforme à la réalité, M. Hess supposant que la charge du condensateur se fait par l'intermédiaire d'une grande résistance, ce qui n'est pas le cas habituel.

Secondement, M. Houllévigue fait voir que pour obtenir un résidu appréciable, il faudrait que le diélectrique contînt une quantité invraisemblable d'impuretés.

Le verre en serait formé pour près des deux tiers de son

volume total, l'eau dans une proportion plus formidable encore.

Enfin, la théorie n'explique pas du tout comment des trépidations peuvent accélérer la réapparition du résidu, ni comment le résidu peut prendre, quand la température augmente, les valeurs énormes que M. Bouty a trouvées pour le mica.

Les théories précédentes n'attribuent à la molécule qu'un rôle tout passif.

L'analogie des phénomènes du résidu avec ceux qu'on rencontre dans les déformations élastiques des corps, l'échauffement et les déviations des diélectriques dans le champ, devaient pourtant amener des chercheurs à lui donner un rôle plus actif, à chercher dans des frottements internes la cause des phénomènes.

M. Mascart<sup>30</sup> a donné de la théorie des diélectriques composés une modification où entre en jeu la molécule. Les feuillets sont alternativement conducteurs  $\alpha$  et isolants  $\beta$ . Dans le champ, les premiers s'élargissent aux dépens des seconds jusqu'à un certain point qui correspond à un maximum du pouvoir inducteur  $\frac{\alpha + \beta}{\alpha}$ . Mais, remar-

que M. Houllevigue, si ce pouvoir inducteur varie de  $k_1$  à  $k_2$ , la variation  $X$  de l'épaisseur de la couche conductrice reste nécessairement inférieure à l'épaisseur  $\alpha$  du diélectrique interposé. Alors, comme on a

$$x = \alpha \frac{k_2 - k_1}{k_1}$$

on a aussi  $k_2 < 2 k_1$ .

Or, en pratique  $k_2$  dépasse de beaucoup  $k_1$  chez les diélectriques à résidu.

M. Houllevigue a formulé une théorie qui satisfait aux lois expérimentales des condensateurs tout en rendant bien compte des phénomènes qui influent sur la réapparition du résidu, trépidations, etc.



Cette théorie assigne le rôle principal à la molécule. Elle part de la conception du déplacement de Maxwell, mais en la complétant en ceci que la réaction de l'éther déplacé par le champ entraîne la molécule de la quantité  $\Delta'$  dans le sens de son déplacement  $\Delta$ . Ce mouvement est la résultante de trois actions distinctes *sur l'unité de volume de densité électrique P* : 1° l'action élastique de l'éther qui entraîne la molécule avec lui ; 2° une réaction de la molécule,  $a \Delta'$ , que l'on admet simplement proportionnelle à  $\Delta'$ . 3° Enfin, une réaction de frottement, qui caractérise la viscosité du milieu et qu'on admet simplement proportionnelle à la vitesse de déplacement  $\Delta'$ ,  $2 b \frac{d \Delta'}{d t}$ .

L'équation du mouvement est alors, pour l'unité de volume :

$$P \frac{d^2 \Delta'}{d t^2} = \frac{4 \pi}{k} \Delta - a \Delta' - 2 b \frac{d \Delta'}{d t}$$

Cette hypothèse du déplacement moléculaire rend compte de l'augmentation du pouvoir inducteur avec la durée de la charge.

Le véritable pouvoir inducteur répond au *déplacement de l'éther seul*. C'est celui que donneraient les mesures dans un champ de période assez courte pour que la molécule n'ait pas le temps de se déplacer. Cette idée d'une double nature du pouvoir inducteur a été soutenue par plusieurs physiciens, entre autres par M. J. Curie. Il se composerait de deux éléments : l'un remarquablement invariable pour une substance donnée, est celui qui satisferait à la relation de Maxwell  $k = n^2$ ; l'autre dépendrait, au contraire, d'une foule de facteurs dont le plus important serait le temps.

L'expérience confirme de plus en plus cette manière de voir.

Après avoir montré que sa théorie explique parfaitement



le résidu, M. Houllevigue traite le cas d'un diélectrique soumis à une force électromotrice sinusoïdale et arrive, pour l'énergie perdue par centimètre cube et par période, à l'expression :

$$C = \frac{4 \pi^2 b P^2 \Phi_0^2 (t + \varphi)}{a^2 T^2 + 4 \pi^2 \left( 4 b^2 2 a P + \frac{4 \pi^2 P^2}{T^2} \right)}.$$

Où P est la densité électrique cubique, T la durée de la période,  $\Phi_0$  le champ maximum ( $t + \varphi$ ) la phase  $a$  et  $b$  les coefficients désignés plus haut.

L'auteur montre ensuite que le travail par cycle du frottement interne est donné par l'aire d'une ellipse et qu'en représentant les déplacements  $\mathcal{A}'$  en fonction de  $\Phi$ , on arrive à une ellipse inclinée sur les axes de coordonnées et qui n'est autre que la courbe de viscosité. Cette courbe dégénère en une droite quand T devient très petit.

La théorie de M. Houllevigue *impose* la conception d'un mécanisme, simple il est vrai, de déplacement des molécules.

Elle s'appuie en outre sur deux hypothèses incontrôlables touchant les réactions du milieu sur les molécules.

Tout récemment, M. Pellat<sup>31</sup> a développé une théorie qui n'exige qu'une seule hypothèse, vérifiée aussi dans ses conséquences, et qui, pour le reste, s'appuie entièrement sur des faits expérimentaux, sans réclamer la conception d'aucun mécanisme spécial. Elle est basée tout entière sur *l'existence d'une polarisation réelle des diélectriques*, ayant les mêmes caractères de réalité que la *polarisation magnétique*. Cette assimilation des deux polarisations date d'une trentaine d'années déjà; elle a été tentée par Félici<sup>32</sup>, qui a comparé la manière d'être des diélectriques à celle du fer doux et a cherché à mesurer les durées de dépolarisation du verre, du soufre et du spermaceti.

En 1890, M. Bouty<sup>25</sup> disait à propos du mica : « Il est

bien plus naturel... d'expliquer l'absorption ainsi que les résidus par un retard de la polarisation analogue aux retards que l'on observe pour d'autres phénomènes physiques, en particulier dans l'étude de l'élasticité...

» Il paraît à peine hardi... de faire intervenir l'hypothèse d'une polarisation résiduelle dans la théorie des condensateurs. »

A M. Pellat revient le grand mérite d'avoir montré, par des expériences directes, qu'en dehors de la polarisation fictive admise généralement pour expliquer le pouvoir inducteur, il existe une *polarisation réelle*, dont il énonce la loi comme suit :

« Un diélectrique (solide ou liquide), placé brusquement dans un champ électrique constant, prend une polarisation qui *n'est pas instantanée*, mais qui croît avec le temps à partir de 0 et *atteint asymptotiquement un maximum*. Si le champ vient à cesser, la polarisation décroît et redevient nulle au bout d'un certain temps théoriquement infini. »

M. Pellat soumet à un champ uniforme un ensemble de deux lames d'ébonite juxtaposées. Il porte ensuite chacune des lames séparément entre les armatures d'un condensateur plan communiquant, l'une avec la terre, l'autre avec un électromètre. L'instrument indique que la lame est électrisée en signe contraire sur ses deux faces. En outre, la charge totale mesurée au cylindre de Faraday s'est montrée la plupart du temps insignifiante.

Des expériences indépendantes de M. Kleiner<sup>33</sup> ont confirmé ce résultat.

Nous nous bornerons à indiquer ici les éléments de la théorie de M. Pellat, renvoyant pour le reste au mémoire original.

M. Pellat ne fait qu'appliquer des relations connues en électrostatique au cas d'un diélectrique renfermé dans un champ uniforme. Il donne ainsi, pour le cas d'un seul

diélectrique, l'expression suivante de la charge au temps  $t$ .

$$m = S\sigma = \frac{KVS}{4\pi c} + Sj$$

Le premier terme du second membre exprime l'effet du pouvoir conducteur vrai  $K$ , le second terme celui de la polarisation  $j$ .

C'est ici qu'intervient la seule hypothèse mise en jeu. M. Pellat admet que

$$\frac{dj}{dt} = b(J - j).$$

$J$  est la polarisation finale; c'est une fonction du champ final  $\Phi$ .

On a donc, pour la valeur de  $j$  au temps  $t$ ,

$$j = J(1 - e^{-bt}).$$

D'autre part, nous avons vu que  $J$  est une fonction  $h$  du champ final  $\Phi$

$$J = h\Phi.$$

Or l'expérience a montré que, pour les champs faibles,  $h$  est une constante (Curie, Pellat). Sa valeur décroît dans les champs intenses, c'est le cas du moins pour l'ébonite (Pellat). Il y a tout lieu de croire que  $h$  tend vers une limite 0 quand  $\Phi$  tend vers l'infini et qu'il se produit, pour les diélectriques, une saturation analogue à la saturation magnétique.

En poursuivant ses calculs, M. Pellat trouve une expression du pouvoir inducteur apparent  $K'$  qui s'accorde avec les faits expérimentaux. Dans le cas d'un seul diélectrique,

$$K' = K + 4\pi h[1 - e^{-bt}]$$

ce qui fournit un moyen de mesurer  $b$ . On voit que  $K'$  tend vers  $K$  lorsque  $t$  tend vers 0.

De même, la théorie de M. Pellat donne une expression du résidu conforme à la réalité.

MM. Pellat et Beaulard<sup>34</sup> ont ensuite développé le cas d'une force électromotrice sinusoïdale, agissant sur un condensateur à un seul diélectrique. C'est le cas, à l'allure de la force électromotrice près, dans lequel nous nous sommes placés expérimentalement, après M. Beaulard.

Soit un condensateur, à armatures de surface  $S$ , séparées par un diélectrique d'épaisseur uniforme  $C$  et de pouvoir inducteur vrai  $K$ . Soient au temps  $t$ ,  $V$  la différence de potentiel des armatures et  $j$  l'intensité de la polarisation réelle; si  $dm$  est la variation de charge des armatures pendant le temps  $dt$ , l'énergie électrique fournie pendant ce temps au condensateur est :  $dw = V dm$ .

On a alors, comme plus haut,

$$m = S\sigma = \frac{KS}{4\pi c} V + S j, \quad (1)$$

d'où

$$dm = \frac{KS}{4\pi c} dV + S dj \quad (2)$$

et

$$dw = \frac{KS}{4\pi c} V dV + SV dj. \quad (3)$$

Si la différence de potentiel est périodique, l'énergie absorbée (transformée en chaleur dans le diélectrique) s'exprime, pour une période  $T$ , en régime permanent, puisque

$$\int V dV = 0$$

par

$$w = S \int_0^T V dj = Sc \int_0^T \frac{V}{c} dj = Sc \int_0^T \varphi dj$$

et

$$w = - Sc \int_0^T j d\varphi. \quad (4)$$

où  $\varphi$  est l'intensité du champ.

On a donc, pour l'énergie absorbée par élément de volume,

$$W_1 = \frac{W}{Sc} = - \int_0^T j d\varphi .$$

Si  $V = V_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$  et que le champ est assez faible pour que  $h$  soit une constante, on arrive à l'expression

$$w_1 = \frac{2\pi^2 bh V_0^2 n}{c^2 (4\pi^2 n^2 + b^2)}$$

ou  $n = \frac{1}{T}$ .

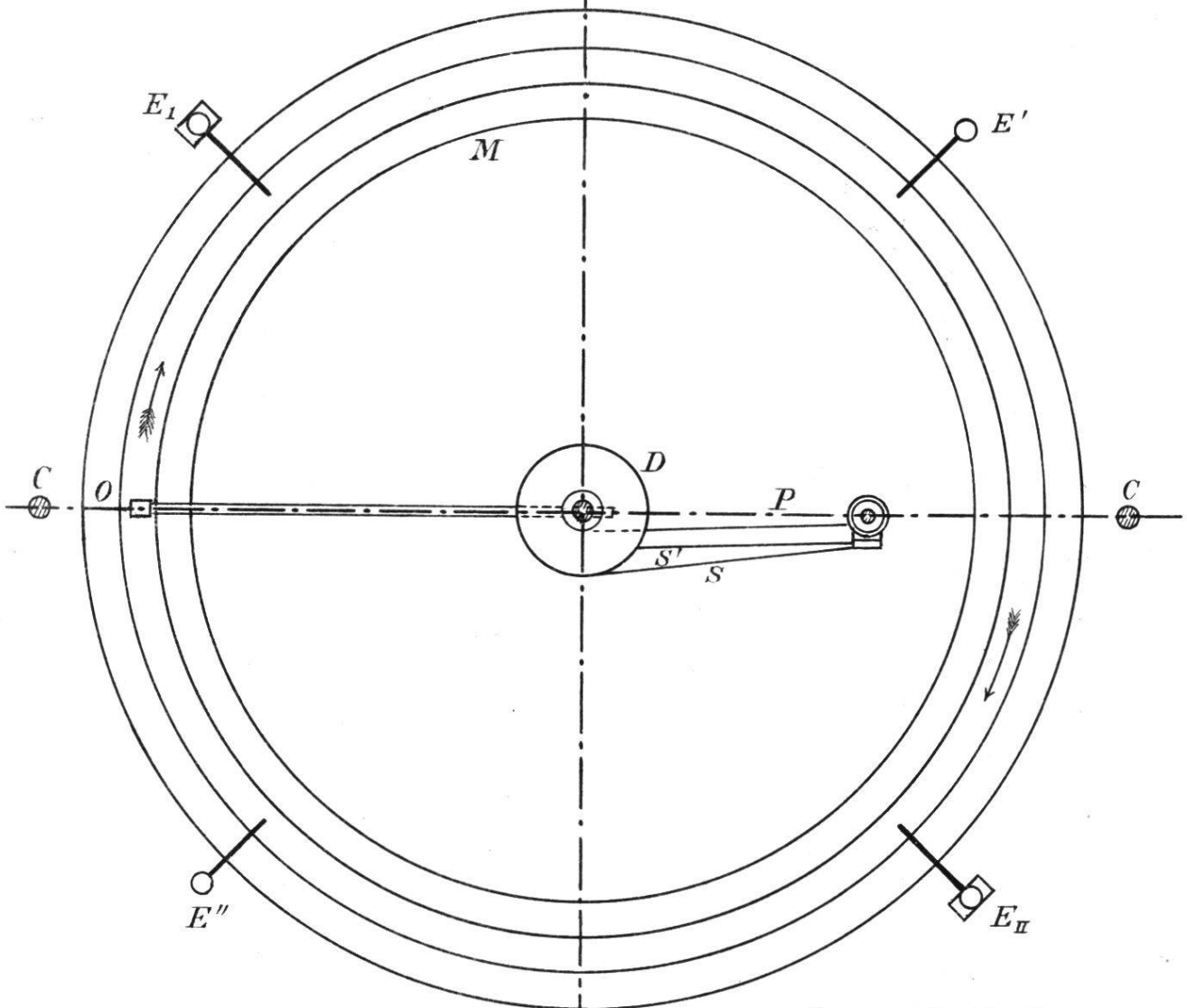
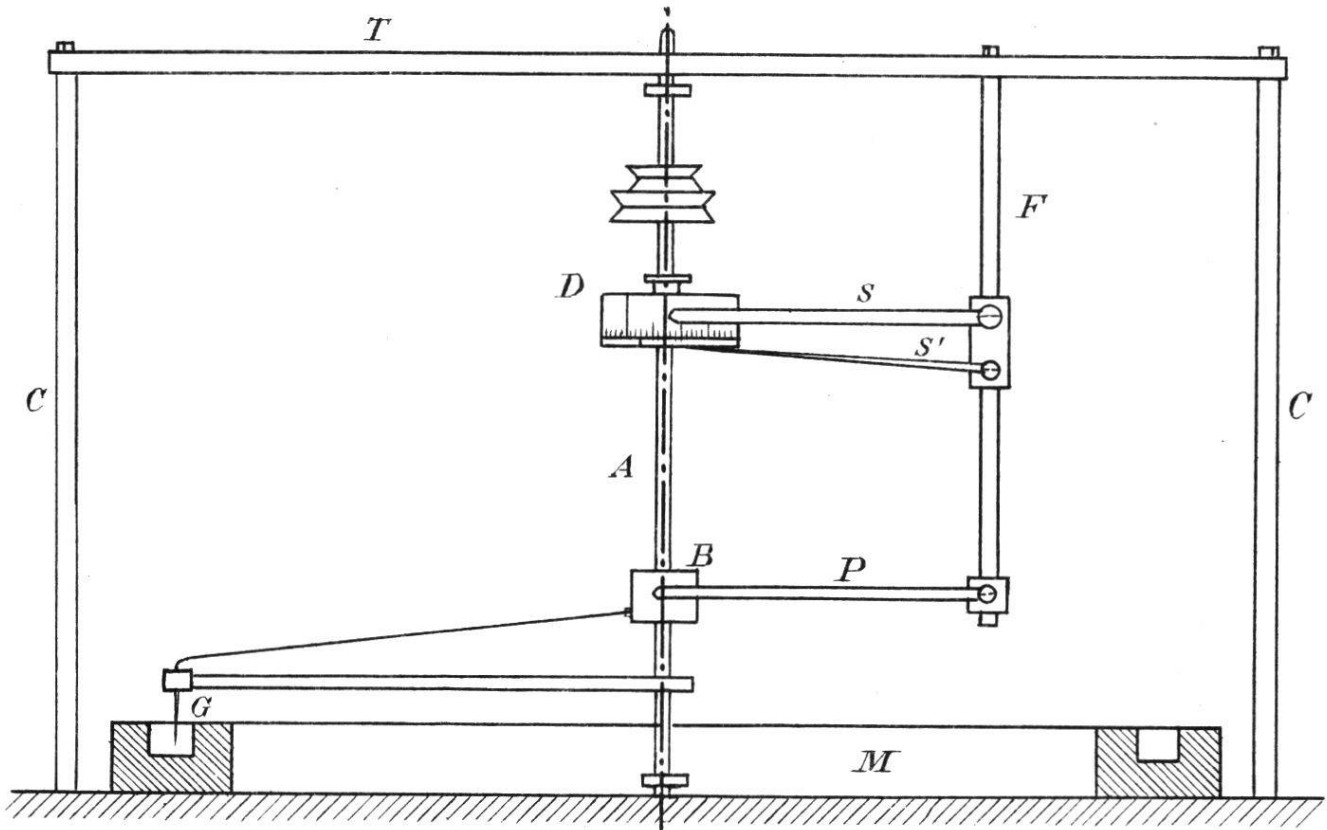
Pour les bons diélectriques,  $b$  est une fraction de l'unité; on peut négliger  $b^2$  devant  $4\pi^2 n^2$  et l'on arrive à

$$W_1 = \frac{1}{2} bh \frac{V_0^2}{c^2} = bh\varphi_0^2$$

ou  $\varphi_0$  est l'intensité efficace du champ.

Ces formules ne valent que pour  $h = \text{constante}$ . Comme  $h$  diminue quand le champ augmente, on s'explique la diversité des exposants trouvés par les différents expérimentateurs, qui devaient obtenir des valeurs inférieures à 2 pour les champs intenses.

Il ressort des équations 1) et 4) que, si l'on porte en abscisses les potentiels et en ordonnées les charges correspondantes, l'aire de la courbe ainsi décrite représente l'énergie dissipée dans le volume total du diélectrique. On en déduit la perte par centimètre cube. C'est ainsi qu'a fait M. Beaulard et que nous-mêmes avons fait pour traduire les expériences consignées aux chapitres suivants.





## DEUXIÈME PARTIE

## § 1. Dispositifs expérimentaux.

Comme nous l'avons dit plus haut, nous avons utilisé la méthode de détermination des aires cycliques de M. Beaulard en en modifiant le dispositif.

Nous avons cherché à réaliser un appareil permettant d'obtenir un mouvement du plongeur à la fois plus rapide et plus régulier, et une commutation automatique aussi prompte que possible.

En outre, pour pouvoir compter sur l'homogénéité des mélanges étudiés et calculer exactement le volume des diélectriques, nous avons restreint les dimensions de nos condensateurs en employant des potentiels plus élevés.

Passons maintenant aux détails.

Notre dispositif comporte essentiellement une coulisse circulaire, dans laquelle tourne la dérivation plongeante, montée sur un arbre qui porte à la fois une bague de prise du courant et la commande électrique du commutateur. (Pl. XVII).

La rigole, à profil régulier de 17 mm. de largeur sur 18 mm. de profondeur, est creusée dans une masse annulaire de paraffine M, composée de secteurs rapprochés et soudés sur une planche. Son diamètre moyen est de 435 mm. Nous y avons mis d'abord une solution de  $\text{Cu SO}_4$  et des électrodes de cuivre, mais nous n'avons pas tardé à remplacer le tout par des électrodes de platine plongeant dans l'eau acidulée. On évitait ainsi et la corrosion des électrodes et le changement de résistance dû à la déconcentration du  $\text{Cu SO}_4$ .

Le courant est amené, à l'extrémité d'un même diamètre, à deux électrodes de Pt., isolées sur des blocs d'ébonite paraffinée  $E_1$ ,  $E_{II}$ . Sur le diamètre perpendiculaire au

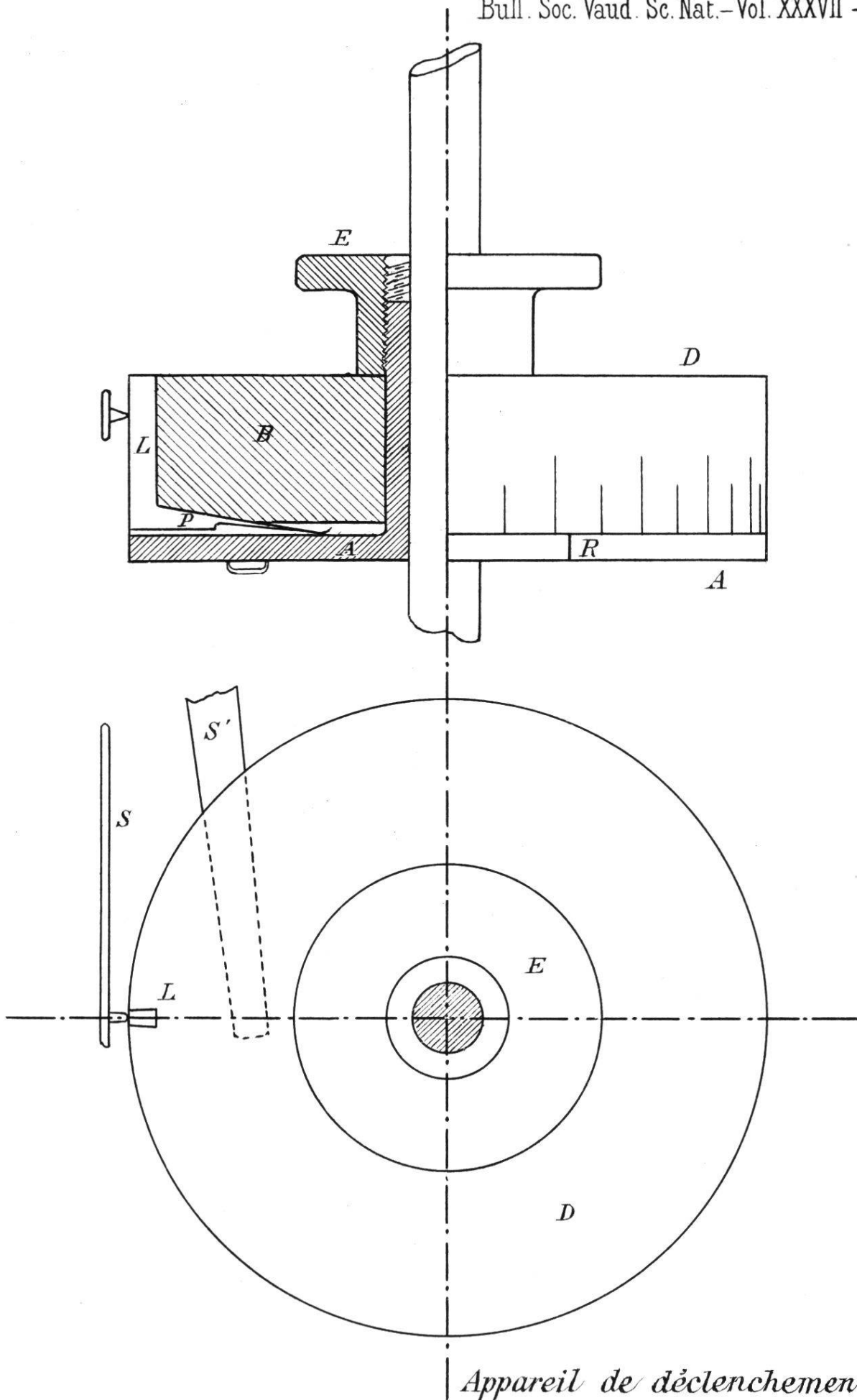
premier plongent deux autres tiges de cuivre  $E'$ ,  $E''$ , reliées à la terre.

On obtient ainsi une répartition symétrique des potentiels, qui varient linéairement de  $+V$  max. à  $-V$  max. en passant par 0, à la seule condition que la section occupée par le liquide soit constante. On tient compte naturellement de la polarisation des électrodes dans la mesure des potentiels maxima.

Au centre de symétrie de la rigole se dresse un arbre A en fer soutenu par une traverse T montée sur deux colonnes C, C. Cet arbre peut tourner entre pointes d'un mouvement très doux et sans trépidations. Il porte une poulie à double gorge.

Au bas de cet arbre est serrée une tige métallique S, qui porte à son extrémité et par l'intermédiaire d'une pièce d'ébonite paraffinée, la dérivation plongeante G. Cette pièce importante est faite d'une lame mince de platine battu, de quelques millimètres de long, sur 1 mm. de large, disposée de manière à fendre l'eau, au bout d'un gros fil de cuivre. Ce fil vient s'attacher à une bague B en laiton, isolée sur l'arbre par de l'ébonite. Une tige de fer F, descendant de la traverse supérieure, supporte le balai P de prise de courant, ressort de laiton isolé à l'ébonite sur une bague que l'on peut serrer à la hauteur convenable. Cette tige F supporte en outre une autre paire de ressorts qui amènent un courant auxiliaire à l'appareil commandant la commutation et que pour abrégé nous appellerons le déclencheur D.

Cet appareil est représenté dans la Pl. XVIII. A est un disque de laiton de 3 mm. environ d'épaisseur et 80 mm. de diamètre, que prolonge vers le haut une douille chassée fortement sur l'arbre et filetée sur une partie de sa longueur. Sur ce disque en repose un second B, de même diamètre et 2 cm. de haut, en fibre, qui peut tourner sur le



*Appareil de déclenchement*

Paul L. Mercanton, Ing<sup>r</sup> élect.

LITH. J. CHAPPUIS, LAUSANNE.

premier. On le fixe dans la position voulue au moyen de l'écrou E.

Le long d'une génératrice de ce cylindre isolant affleure, coincée dans la masse, une lame de laiton L, de 1 mm. de largeur environ, dont un prolongement inférieur P fait contact en tout temps avec le disque de métal sous-jacent. Une graduation en 200 parties court sur tout le pourtour du cylindre. Le disque de laiton lui-même porte un trait de repère R. Les deux ressorts S et S' appuient constamment l'un, S', sur la surface inférieure du disque, l'autre, S, par une pointe de platine sur la face latérale du tambour B.

De la sorte, le passage de la bande L sous S détermine la fermeture du circuit auxiliaire par S', L et S et fait jouer le commutateur. Il est clair, qu'en raison de l'étréitesse forcée de la bande, la tension nécessaire à l'établissement du courant augmente avec la vitesse de rotation. Ainsi 2 ou 3 volts suffisaient pour les vitesses de 0,02 et 0,05 tour/sec., il en fallait une vingtaine pour les vitesses moyennes jusqu'à 1 t/s ; enfin, la marche à raison de 4 t/s requérait 55 volts.

Voici maintenant comment on opère.

Le plongeur est premièrement serré sur l'arbre dans une position telle que le O (200) de la graduation coïncidant précisément avec le repère R, la bande L passe sous la pointe, au moment où le plongeur arrive devant une des électrodes de la rigole. Nous avons fait choix du point de passage O des potentiels négatifs aux positifs dans le sens de la marche.

Ce réglage fait définitivement, le déclenchement s'opérera au point O tant que le zéro de la graduation sera en face du repère. Pour obtenir qu'il se fasse dans une position X de la coulisse, il suffira de décaler la bande en arrière, en sens contraire du mouvement, de l'angle qui

sépare le point X du point o O. La lame passera sous la pointe au moment où le plongeur arrivera en X.

Il est clair que la largeur de la bande L introduit une légère erreur inévitable, mais dont on peut tenir compte; quand la vitesse est faible, la commutation a lieu pour un point légèrement en arrière de X; quand elle est forte, pour un point en avant de X.

Cette machine était en construction quand nous avons reçu de M. Beaulard l'indication d'un dispositif analogue, à cela près que la commutation devait se faire à la main. Nous tenons à signaler cette coïncidence.

Le commutateur électro-mécanique comprenait un électro-aimant attirant une armature en T montée sur pivot. Deux tiges légères, prolongeant l'axe du T, de part et d'autre du pivot, portaient à leur extrémité, isolées par de l'ébonite paraffinée, chacune une fourche à deux dents en fil de cuivre. Chacune de ces dents plongeait par son bout amalgamé dans un godet à mercure taillé à même un bloc de paraffine. Les deux cupules  $a$ ,  $a'$  d'un même côté de l'axe de symétrie du T communiquaient par des fils de cuivre, entre elles d'abord, avec l'armature isolée du condensateur ensuite. Des deux autres godets, l'un  $b$  communiquait avec la dérivation de charge, l'autre  $b'$  avec le galvanomètre, par des fils soigneusement isolés.

Les hauteurs de mercure et les dimensions des dents étaient réglées de manière que le contact des fourches ait lieu en tout temps dans les cupules  $a$  et  $a'$  et qu'au contraire il soit rompu en  $b$  avant d'être établi en  $b'$ . Cette dernière condition demandait un réglage minutieux de la course de l'armature, sous peine d'avoir de malencontreuses dérivations dans le galvanomètre.

Un ressort tendait à soulever l'armature et à rétablir ainsi la communication du condensateur avec la source quand l'action de l'aimant cessait. Pour prévenir ce retour,



une petite tige de laiton recourbée venait s'engager sous la lame à l'instant de la commutation. On l'écartait du doigt pour laisser l'instrument revenir à la position de charge.

Le circuit auxiliaire comprenait encore une clef placée sous la main de l'observateur assis à la lunette, mettant ainsi le jeu du déclencheur à son absolue discrétion et lui permettant d'attendre le moment propice. Le courant auxiliaire était fourni par des piles, des accumulateurs et même par une dynamo pour la marche à 4 t/s.

Le galvanomètre était un excellent Thomson, construit par Carpentier. Le circuit magnétique, à 4 bobines en série, avait 12 000  $\Omega$  de résistance.

L'équipage mobile avait été débarrassé de son amortisseur à ailettes de mica pour servir en balistique. Les lectures se faisaient à la lunette sur une échelle de 50 cm.

L'aimant directeur avait été soulevé de manière à rendre l'instrument plus sensible; cependant le zéro se maintenait bien pendant une série d'opérations. On s'était assuré que le déclenchement n'exerçait qu'une action perturbatrice négligeable.

Des tarages soigneusement exécutés à l'aide d'un Daniell et d'un condensateur de Berthoud, Borel & C<sup>ie</sup>, d'un microfarad, nous ont donné pour la charge correspondant à une division de l'échelle

$1 \alpha = 1 \text{ mm.} = 6,9 \cdot 10^{-10}$  coulombs, jusqu'à 50 divisions.

Un petit moteur Schmid à eau sous pression actionnait la machine par l'intermédiaire d'un train de poulies indépendant, comprenant un lourd volant à gorge, qui servait de réducteur de vitesse pour les rotations lentes et de volant pour les rotations rapides.

Grâce au jeu de poulies de la machine, du moteur et de

la transmission et par la manœuvre du robinet d'admission de l'eau, on pouvait obtenir toutes les vitesses entre 1 tour en 50 secondes et 4 tours par seconde, vitesse que nous n'avons pu dépasser utilement, à cause des projections d'eau hors de la rigole et des trépidations.

Sauf pour les vitesses très faibles, où l'on était forcé de ralentir le moteur par trop, la rotation s'est montrée d'une uniformité remarquable. Avec un bon graissage et pour 1 t/s, il nous est arrivé de voir l'allure se maintenir constante des heures durant, à quelques centièmes près.

Le courant de charge provenait de 100 petits accumulateurs de Marly (Fribourg), en séries de 10, dont on prenait en tension le nombre voulu. Ils donnaient entre 1,9 et 2,0 volts par élément.

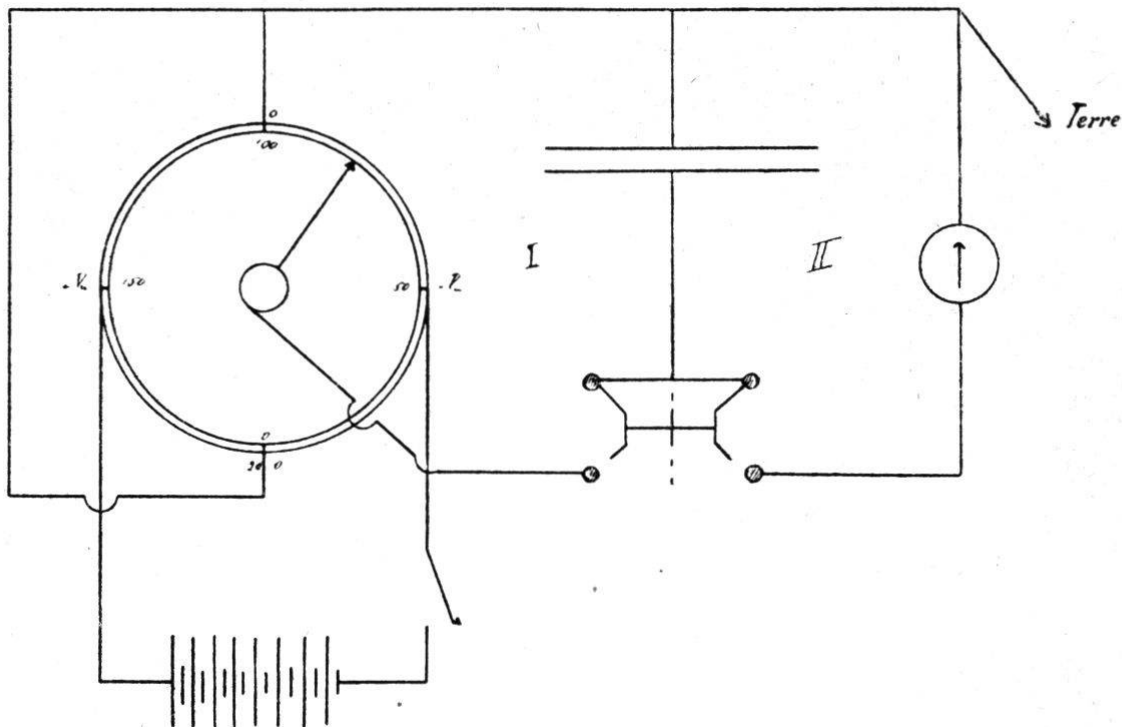
Les tensions étaient mesurées, dans la première partie de nos recherches, à l'aide d'un galvanomètre de torsion industriel de Siemens et Halske, instrument peu commode pour ce genre de recherches. Nous avons heureusement pu le remplacer par un excellent voltmètre de Hartmann et Braun. Malgré le contrôle des deux instruments, les mesures de tension de nos premiers résultats n'ont pas une très grande précision; la nature plutôt qualitative de cette partie de l'étude pallie du reste cette infériorité.

Les connexions entre les diverses parties du réseau électrique se faisaient selon le schéma ci-contre, dans lequel on n'a pas représenté le circuit auxiliaire de déclenchement.

On voit qu'on a affaire à deux circuits par la terre, un circuit de charge I et un circuit de décharge II. L'un était constamment ouvert quand l'autre était fermé. Le fil était à la terre par l'intermédiaire d'une conduite d'eau.

#### *Conduite des expériences.*

On commençait par remplir la rigole et combiner le jeu de poulies pour la vitesse nécessaire, puis on amenait



la tension entre électrodes, à la valeur voulue. On réglait le déclencheur pour la position initiale 0 (200) et mettait en marche.

La mesure se faisait d'abord sur un condensateur étalon en paraffine, que l'expérience avait montré exempt de polarisation résiduelle; pareil condensateur suffisait parfaitement et nous avons jugé inutile d'en construire un à air.

La décharge de ce condensateur, pour la position 0, donnait la correction pour l'erreur de déclenchement, qui atteignait au maximum 1,5 division, généralement beaucoup moins. Les passages aux points d'amenée et de sortie du courant donnaient les voltages maxima dans la coulisse.

Tout étant prêt, l'observateur, l'œil à la lunette, opérait la commutation en pressant sur la clef et lisait les deux premières élongations du même côté de l'échelle,  $\alpha_1$  et  $\alpha_3$ . On se servait de la formule habituelle.

$$\alpha = \alpha_1 + \frac{\alpha_1 - \alpha_3}{4}$$

On faisait deux fois de suite la mesure pour une position donnée du plongeur; si les chiffres concordaient à  $\frac{1}{10}$  près, on en restait là; sinon on faisait trois ou quatre opérations successives et l'on prenait la moyenne en éliminant la première lecture.

La lecture faite, on réunissait en court-circuit les armatures du condensateur, puis, au bout d'un temps convenable, on les séparait pour remettre le condensateur en charge.

Pour passer à un autre point du cycle, on arrêta un instant l'arbre sans toucher au moteur, desserrait l'écrou du déclencheur, amenait la division voulue en face du repère, fixait de nouveau le tambour sur le disque et laissait courir. En moins d'une minute, l'arbre, très léger, avait repris son allure primitive.

On avait soin naturellement de laisser le condensateur en charge pendant un nombre de tours du plongeur suffisant pour que le cycle de charge ait pris sa valeur de régime.

Le nombre des points déterminés variait en raison de l'importance qu'avait la plus ou moins grande perfection de la courbe.

Dans les mesures quantitatives précises, nous avons commencé par vingt points équidistants, puis nous y avons ajouté quelques points intermédiaires dans la région de potentiel maximum. Nous avons reconnu ensuite qu'on pouvait, sans inconvénient, supprimer quelques points convenablement choisis.

Pour des mesures moins rigoureuses, nous nous sommes contentés de huit positions équivalentes. Enfin, lorsqu'il ne s'agissait que de recueillir quelques indications sur la valeur de la perte dans un diélectrique par rapport à un autre, ou lorsque la charge pour la position O (200) se montrait d'emblée nulle, nous n'avons déterminé que les points minimum O (200) et 100 de potentiel nul et les points 150 et 50 de potentiel maximum.



Les points sont désignés par le numéro de la division placée en regard du repère, numéro qui va en diminuant à mesure qu'on s'éloigne de O (200) dans le sens de la marche du plongeur.

Cette réduction dans le nombre des déterminations était inspirée par la nécessité d'abrégé, autant que possible, le temps des opérations relatives à un même cycle, ceci pour éviter une baisse trop grande des potentiels dans la rigole.

Néanmoins, les mesures pour un cycle à vingt-deux points demandaient, y compris le temps nécessaire aux corrections, en moyenne trois heures et demie de travail ininterrompu. En outre, une grande partie des observations a dû être faite de nuit, seul moment où le galvanomètre était parfaitement tranquille. On pouvait alors estimer le  $\frac{1}{10}$  de division.

Nous avons eu passablement à lutter contre les déformations de la rigole, dues à une trop grande légèreté de la construction, et au travail du plancher de bois de la machine. A maintes reprises, nous avons dû étancher des fissures qui se déclaraient dans la paraffine.

En outre, l'horizontalité de la rigole disparaissait à la longue, entraînant une dissymétrie des potentiels entre les deux moitiés de la rigole. Cependant, ces déformations étaient assez lentes pour ne pas affecter d'une manière fâcheuse les résultats d'une même série.

Il en résulte néanmoins que les potentiels vrais, aux divers points de la rigole, différaient la plupart du temps un peu des valeurs théoriques, sauf aux points de potentiels maxima et minima.

Nous n'en avons pas moins, la plupart du temps, pris pour ces points les valeurs théoriques et ceci pour deux raisons :

1° La première, c'est que la détermination exacte des potentiels est impraticable d'une façon systématique. Il faut pour cela décrire un cycle complet avec un condensa-



teur dénué de polarisation résiduelle, et ceci avant chaque cycle de mesures sur le condensateur à étudier. Il y faudrait donc le double de temps ; 2° La seconde raison est que le genre de recherches que nous faisons n'exigeait, la plupart du temps, pas une telle précision.

Cependant, dans notre étude du rapport entre les pertes d'énergie et les potentiels, nous n'avons pas hésité à opérer cette détermination du potentiel vrai, en chaque point utile, et ceci à l'aide de notre condensateur en paraffine, dont la capacité nous était connue. Les résultats ont d'ailleurs répondu à nos efforts.

Dans les tableaux donnant les résultats de nos recherches, nous n'avons consigné les valeurs des tensions que lorsque nous les avons déterminées point par point. Dans tous les autres cas, nous n'avons inscrit que le numéro de position des points (numéro de la division du tambour de déclenchement situé en face du repère) et le voltage maximum. On calculerait sans peine la valeur du potentiel au point voulu.

De même, dans les graphiques, nous nous sommes bornés à choisir une certaine abscisse pour le potentiel maximum, et à la diviser en segments égaux correspondant aux différences théoriquement égales de potentiel entre les divers points équidistants de la rigole.

Nous avons porté en ordonnées les  $\alpha$  (déviations) seulement ; pour avoir les charges, il suffit de les multiplier par  $6,9 \cdot 10^{-10}$  coulombs, d'après le tarage du galvanomètre. Ces  $\alpha$  sont exacts, à moins de  $\frac{3}{10}$  près, dans les mesures les plus précises.

## § 2. Résultats expérimentaux.

### *Influence de la composition des diélectriques sur la perte d'énergie.*

Nous avons fait un essai préliminaire avec l'huile de vaseline, bien claire, renfermée dans une auge de verre plate

où plongeaient, maintenues à 5 mm. de distance les unes des autres par de petits tubes de verre, cinq plaques minces de tôle, de 1 dm<sup>2</sup>. environ. Elles formaient les armatures d'un condensateur. Les n<sup>os</sup> 1, 3 et 5 étaient reliés ensemble, les n<sup>os</sup> 2 et 4 pareillement.

Les résultats de la mesure sont consignés au tableau I. Ils montrent que l'huile de vaseline n'offre pas de polarisation résiduelle sensible à nos moyens d'investigation.

Nous avons ensuite incorporé au même liquide 5,9 % en poids de noir de fumée préalablement débarrassé par un lavage à la benzine d'une partie de ses goudrons et desséché. L'huile ne tarda, du reste, pas à prendre une coloration jaune d'or à fluorescence verdâtre. Le mélange donna un fort retard (tableau I). Ce retard provient-il du noir de fumée ou de ses goudrons? L'expérience nous montra ultérieurement que les deux corps agissent simultanément.

Nous avons laissé le noir de fumée dans l'huile pendant quatre mois. Au bout de ce temps, nous l'avons éliminé par filtration et nous avons essayé le goudron seul dans l'huile. Le retard s'est montré moins fort que dans l'expérience précédente (tableau I). La mesure n'est qu'approchée, mais elle cadre, comme nous le verrons, avec des expériences de valeur supérieure.

Si l'on forme le rapport  $\frac{\alpha_0}{\alpha \text{ max.}}$  des valeurs d' $\alpha$  pour les positions de *minimum* et de *maximum* du potentiel, on obtient un nombre qui caractérise assez bien l'allure du cycle. Il sera évidemment d'autant plus petit que le retard est plus faible; car dans ce cas, comme les graphiques nous le montrent, d'une part  $\alpha$  est petit, et d'autre part  $\alpha \text{ max.}$  est grand.

Plus le retard augmente, plus la valeur maximum de la charge prise par le condensateur est faible. Cette manière de résumer les expériences par un simple rapport  $\frac{\alpha_0}{\alpha \text{ max.}}$

n'a évidemment pas de rigueur, mais elle a le très grand avantage de dispenser de mesures longues et pénibles sur des corps dont la constitution empirique et mal définie rend illusoire des déterminations quantitatives précises. Nous nous en servons donc :

Nous avons pour les trois mélanges

	Huile de vaseline.	Huile et goudron.	Huile et noir de fumée.
$\alpha_0$	0	0,03	0,07
$\alpha$ max.			

Nous n'avons pas poussé plus loin les essais sur les diélectriques liquides, vu la difficulté de maintenir l'homogénéité des mélanges.

### *Diélectriques solides.*

Nous avons opéré principalement sur des mélanges de paraffine et d'autres corps, diélectriques ou conducteurs.

Le mélange se faisait dans la paraffine en fusion. On le coulait sur une plaque de fonte avec toutes les précautions voulues pour éliminer les inclusions d'air. On rabotait ensuite les plaques pour enlever les couches superficielles moins homogènes et amincir le diélectrique, dont l'épaisseur variait entre 2 et 4 mm.

On armait ces plaques de feuilles d'étain, enduit très légèrement de vaseline pour faciliter l'adhérence. L'expérience nous a montré que cette interposition était sans effet sur les déterminations.

Quelques compositions trop molles ou trop collantes ont été coulées directement sur une plaque de verre, où l'on avait ménagé une armature d'étain.

Toutes les mesures ont été faites à la vitesse de  $1 \frac{t}{s}$ .  
d'où T, durée de la période = 1 sec.

*Paraffine.*

La plaque est d'une paraffine légèrement jaunâtre, se solidifiant à environ 52° C. Elle a 3,7 mm. d'épaisseur moyenne et porte des armatures de 250.183 mm<sup>2</sup>.

Les résultats sont consignés au tableau II.

Il n'y a donc pas de retard sensible. Nous avons donc pu utiliser cette plaque comme condensateur de correction des écarts de fonctionnement de la machine.

Sa capacité, mesurée au repos, était telle que 76,5 volts donnaient 30,6  $\alpha$ .

$$\frac{\alpha_0}{\alpha \text{ max.}} = 0.$$

*Paraffine-aluminium.*

Nous avons ensuite étudié une lame de paraffine contenant 4,7 % d'aluminium pur en poudre. La paraffine était bien blanche et se solidifiait vers 52°.

L'épaisseur de la plaque était de 3,8 mm. en moyenne. Les armatures avaient 176-247 mm<sup>2</sup>.

Les résultats sont consignés au tableau II.

On voit que le retard est insensible.

Le condensateur donnait 58,4  $\alpha$  pour 97,5 volts.

On remarquera que sous le même voltage, le condensateur étalon donnerait 38,6  $\alpha$  seulement avec des armatures légèrement plus grandes et la même épaisseur. On retrouve donc ici l'accroissement du pouvoir inducteur constaté par MM. Boccara et Pandolfi<sup>35</sup> dans leurs mélanges de fer réduit et de paraffine.

*Paraffine. — Charbon d'arc.*

Nous avons incorporé à la paraffine 4,4 % en poids de charbon de lampe à arc, pulvérisé. Le condensateur, épais de 3,5 mm., avait 180-253 mm<sup>2</sup> d'armature et donnait 48,3  $\alpha$  pour 97,5 volts.

On ne constate pas de retard appréciable. (Tableau II.)



*Paraffine. — Graphite.*

Un condensateur contenant 5,4 % de graphite dans la paraffine n'a donné non plus aucun retard.

Ces expériences montrent que l'incorporation à la paraffine de solides bons conducteurs n'influe pas, du moins à la température ordinaire, d'une manière sensible sur la polarisation des diélectriques.

Ce résultat est conforme à ceux de M. Threlfall qui opérait sur un mélange paraffine-graphite.

On n'avait pas pris la peine de dessécher préalablement les poudres, ce qui montre donc que des traces d'humidité ne jouent pas un rôle important dans les phénomènes de polarisation résiduelle.

Nous avons ensuite dirigé notre attention sur les bons diélectriques

Deux diélectriques ne donnant respectivement aucun résidu peuvent-ils en donner un quand on les mélange ou les stratifie ?

M. Muraoka<sup>36</sup> l'affirme, du moins dans le cas de la stratification. Il opérait sur l'air, la paraffine, le pétrole, le xylol, les huiles de paraffine et de ricin et l'essence de térébenthine, tous corps très purs, ne donnant pas de résidu.

Il observait à l'électromètre la réapparition des charges.

En stratifiant ces corps, deux à deux, il obtenait souvent un résidu très fort. Faisaient exception : la stratification de deux très bons diélectriques, air-paraffine, par exemple ; secondement, la stratification de deux liquides miscibles, térébenthine-pétrole, xylol-pétrole. Quand une des couches dissolvait l'autre, le résidu, très fort au début, allait disparaissant peu à peu, au fur et à mesure des progrès de la dissolution, indiquant que l'hétérogénéité réclamée par la théorie de Maxwell ne saurait être moléculaire.

Nous avons essayé d'abord un mélange à poids égaux de paraffine et de colophane formé à chaud. Le condensa-



teur avait 207-302 mm<sup>2</sup> d'armature et 3 mm. d'épaisseur.

Le retard a été insensible. (Tableau II.)

Nous avons essayé de même la composition isolante à base de paraffine et de colophane de la fabrique de câbles électriques de Cortaillod, dont MM. Berthoud, Borel & C<sup>ie</sup> nous avaient obligeamment fourni une certaine quantité.

Cette substance, brune, très homogène, filante à la température ordinaire, nous a fourni les chiffres consignés au tableau I.

Le retard de polarisation est donc nul.

Nous avons superposé ensuite ce diélectrique au précédent et nous avons eu un résultat négatif. (Tableau I.)

Nous avons enfin obtenu, en dissolvant à chaud du soufre en canon dans la paraffine, des *diélectrines* à 1 0/0, 2 0/0 et 3 0/0 de soufre.

A partir de 3 0/0, la cristallisation du soufre précédait la solidification de la paraffine, semant la masse d'un enchevêtrement d'aiguilles cristallines. Nous avons choisi du soufre en canon de préférence à la fleur de soufre, pour éviter la présence du SO<sub>2</sub>; d'ailleurs, une expérience avec une plaque à fleur de soufre 3 0/0 n'a montré aucun effet de ce gaz.

Le tableau I montre que le retard est insensible.

Ce résultat paraît en contradiction avec ceux de M. Beaulard, mais il attribue lui-même le retard observé à la formation de sulfure de cuivre sur les plaques de cuivre qui armaient son condensateur. En opérant comme nous, il a trouvé aussi un résultat négatif.

Il nous paraît difficile de formuler sur cette question de la création d'un résidu par l'action réciproque de deux diélectriques qui, séparément, en sont exempts, une opinion formelle. Nous penchons cependant à croire que les résultats de M. Muraoka sont attribuables à diverses actions électro-capillaires, chimiques, etc., s'exerçant entre les surfaces de séparation des deux corps en présence.

Nous avons fait deux essais sur une feuille de mica remarquablement transparente et n'avons rien trouvé. (Tableau II.)

La lame avait 0,10 mm. d'épaisseur. M. Beaulard avait trouvé une aire cyclique très faible. On sait en effet que le mica donne un résidu non douteux, quoique faible. L'échantillon essayé ici était-il d'une pureté particulière, ou ce résultat négatif n'est-il pas plutôt imputable à un défaut de sensibilité de la méthode ?

Nous ferons remarquer que le principal mérite de cette méthode réside moins dans une sensibilité exquise que dans la possibilité de suivre, pour ainsi dire, pas à pas la marche des phénomènes le long du cycle de charge.

Le verre nous a donné des résultats différant avec les échantillons. Le retard insensible pour un tube de verre mince, était très apparent pour une plaque de verre à vitre. Le condensateur avait 80-90 mm<sup>2</sup> d'armature et 2 mm. d'épaisseur. Il donnait 52,4  $\alpha$  pour 98,7 volts (tableau I), le rapport  $\frac{\alpha_0}{\alpha \text{ max.}} = 0,038$ .

Enfin, une lame de celluloïd de 0,4 mm., nous a donné le rapport

$$\frac{\alpha_0}{\alpha \text{ max.}} = 0,065.$$

Nous nous sommes enfin tournés vers des corps médiocrement conducteurs, le bois et le noir de fumée.

De la sciure de sapin, séchée pendant six jours à environ 80°, a été cuite un certain temps dans la paraffine. Nous avons ensuite coulé cette boue sur une plaque de fonte et nous l'avons pressée pour enlever l'excès de paraffine. La plaque obtenue était d'homogénéité médiocre. Nous n'avons rien pu constater. (Tableau II.)

Nous avons incorporé à la paraffine des quantités variables de noir de fumée brut. Cette opération se faisait sans difficulté à chaud; on attendait avant de couler que

tout dégagement de bulles ait cessé. Les plaques obtenues étaient remarquablement homogènes; pour les fortes teneurs en noir de fumée, elles avaient une certaine plasticité et un toucher savonneux. Nous n'avons pas dépassé 10 % en poids, la masse devenant trop friable et trop difficile à couler.

Le tableau II contient les mesures sur des diélectriques à teneur 1 %, 2,5 % et 5 %. En outre, on trouvera plus loin les données relatives à un composé à 9,4 % de noir de fumée brut.

En calculant le rapport  $\frac{\alpha_0}{\alpha \text{ max.}}$  pour  $T = 1$

1 %	2,5 %	5 %	9,4 %	10 %	n. d. f. lavé
0,013	0,073	0,26	0,38	0,074	

Nous y avons joint la valeur de  $\frac{\alpha_0}{\alpha \text{ max.}}$  relative à un

mélange à 10 % de paraffine et de noir de fumée débarrassé en grande partie de ses goudrons. Ce noir de fumée avait macéré pendant plus de dix jours, successivement dans l'alcool et dans la benzine, qu'on renouvelait dès que la coloration était un peu forte. Quand la benzine a cessé presque de se colorer, nous avons lavé à l'éther, puis séché la masse à 80° environ. Cependant, nous avons pu reconnaître postérieurement qu'elle colorait encore faiblement l'huile de vaseline au bout de quelques jours. (Tableau VI.)

L'examen des chiffres montre que la valeur du rapport augmente d'abord rapidement entre 1 et 2,5 %, puis plus lentement. On voit, par la comparaison avec le mélange à noir de fumée lavé, qu'il paraît impossible d'attribuer entièrement aux goudrons la viscosité des diélectriques étudiés. Il semble en effet difficile que le lavage ait laissé au noir de fumée la quantité de goudron (25 %) que réclamerait l'égalité des rapports  $\frac{\alpha_0}{\alpha \text{ max.}}$  pour le n. d. f. à 10 % et le n. d. f. brut à 2,5 %.

Ces résultats, d'accord avec ceux de nos premières expériences, nous portent à assigner au noir de fumée pur, corps mauvais conducteur, un rôle dans la production de la viscosité dans le bon diélectrique qu'est la paraffine.

Cette étude des mélanges mérite d'être reprise avec des moyens plus expéditifs et plus sensibles.

Nous avons profité enfin d'une période de froids intenses et secs pour soumettre la glace d'eau à l'épreuve de nos appareils.

La glace utilisée était de la glace d'étang bien propre ou de la glace produite par congélation d'une mince couche d'eau distillée. Elle contenait quelques bulles d'air qui d'ailleurs, l'expérience nous l'a démontré, n'exerçaient pas d'effet perturbateur sensible.

Les lames de glace, taillées  $\perp$  à l'axe optique de la glace, étaient armées d'étain simplement appliqué à la chaleur de la main.

Le dégel est malheureusement venu contrecarrer nos recherches et nous a empêché d'étudier des lames de glace taillées parallèlement à l'axe, pour voir si l'on trouverait pour ce corps ce que MM. Düggelin et Curie ont découvert pour le quartz, à savoir une différence entre les effets du champ dans les deux directions parallèle et perpendiculaire à l'axe optique.

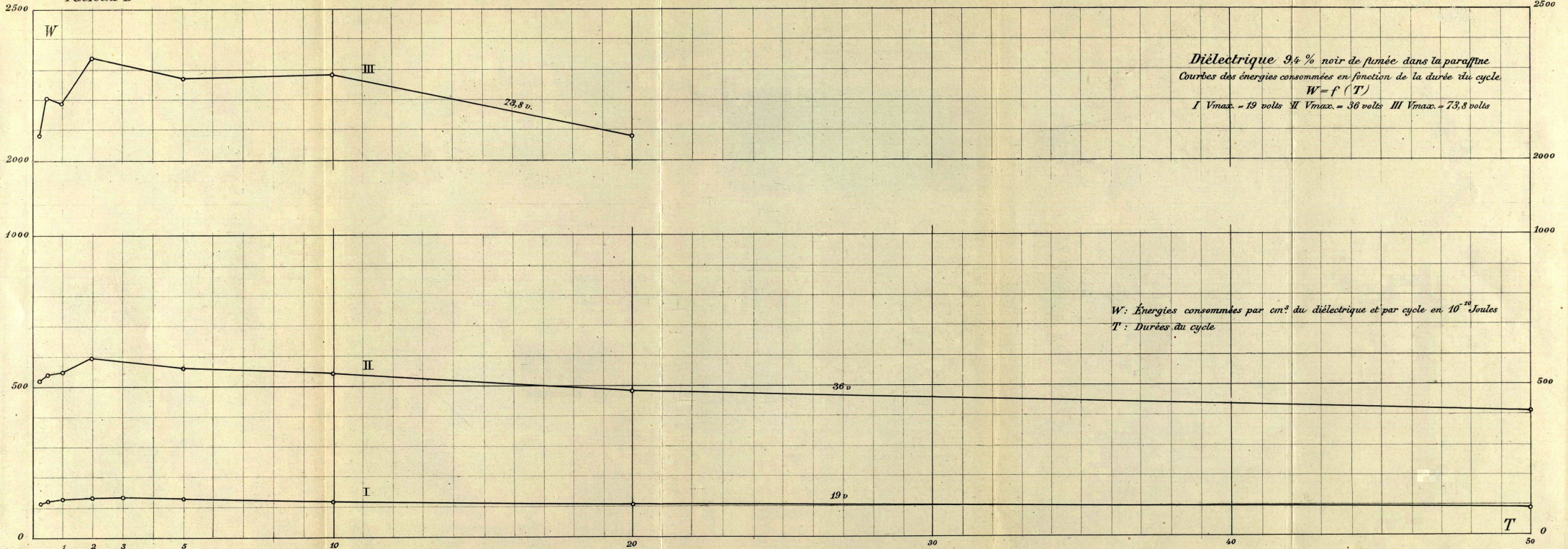
Le tableau III résume les observations et donne les énergies perdues pour  $T = 1$  et  $V \text{ max.} = 8$  volts.

Les températures indiquées sont les températures moyennes. Les condensateurs étaient placés sur une fenêtre du laboratoire; la sécheresse de l'air était telle qu'au bout de peu de temps les lames de glace accusaient une évaporation notable. Les retards sont les plus forts qu'il nous ait été donné d'observer. (Pl. XIX.)

#### *Rôle des ébranlements.*

Nous n'avons rien trouvé dans la littérature à ce sujet. On sait cependant que les trépidations hâtent le dévelop-







pement du résidu des condensateurs. On peut donc s'attendre à ce qu'elles diminuent la viscosité électrique et les pertes d'énergie.

Nous avons tenté cette recherche. La lame diélectrique appuyait par un point de sa surface sur un support, et par un de ses petits côtés sur la caisse d'un sonomètre.

Cette caisse entrainait en vibration sous l'action d'un diapason commandé par trois piles au bichromate, et qui donnait cent vibrations doubles par seconde.

Les vibrations du sonomètre se transmettaient au diélectrique.

La mesure se faisait pour le point de potentiel zéro 0 (200). On avait réglé le potentiel maximum de manière à faire  $\alpha_0$  le plus grand possible. On pouvait ainsi déceler des traces d'augmentation et de diminution du retard.

Les mesures ont porté sur le condensateur à 9,4% de noir de fumée, et, sur le verre, avec  $T = 0,5$  sec. On faisait des séries alternées de deux lectures, en vibration et en repos. Nous avons obtenu ainsi :

Pour le noir de fumée, avec 30 volts

$$\begin{array}{ll} \alpha_0 \text{ repos (5 obs.)} & \text{— 73,0} \\ \alpha_0 \text{ vibration (6 obs.)} & \text{— 73,1} \end{array}$$

Pour le verre, sous 87 volts

$$\begin{array}{ll} \alpha_0 \text{ repos} & \text{— 4,8} \\ \alpha_0 \text{ vibration} & \text{— 4,8} \end{array}$$

Le résultat est entièrement et décidément négatif et son exactitude ne nous paraît pas pouvoir être mise en discussion.

Il vaudrait la peine de le vérifier pour d'autres corps. S'il l'était pour la plupart des corps, ce serait un appoint sérieux pour la théorie de Hess.

Nous avons tenté de rechercher si la tension mécanique a un effet sur la viscosité en chargeant de poids une bande de celluloïd. Nos mesures sont trop incertaines pour leur accorder quelque crédit. C'est un essai à recommencer.

*Relation entre les pertes d'énergie et la fréquence.*

Nous avons étudié cette relation sur le condensateur à 9,4 % de noir de fumée, qui nous donnait le plus fort retard.

Nous avons vu que les théories les mieux étayées par l'expérience indiquent un maximum de la perte d'énergie pour une fréquence finie, cette perte tendant vers zéro pour des fréquences nulles ou infinies.

Les expériences d'Eisler et de Threlfall corroborent ces déductions.

Nous nous sommes proposés de rechercher l'allure de la courbe des énergies dissipées en fonction de la durée du cycle dans les limites de fréquence réalisables par notre dispositif.

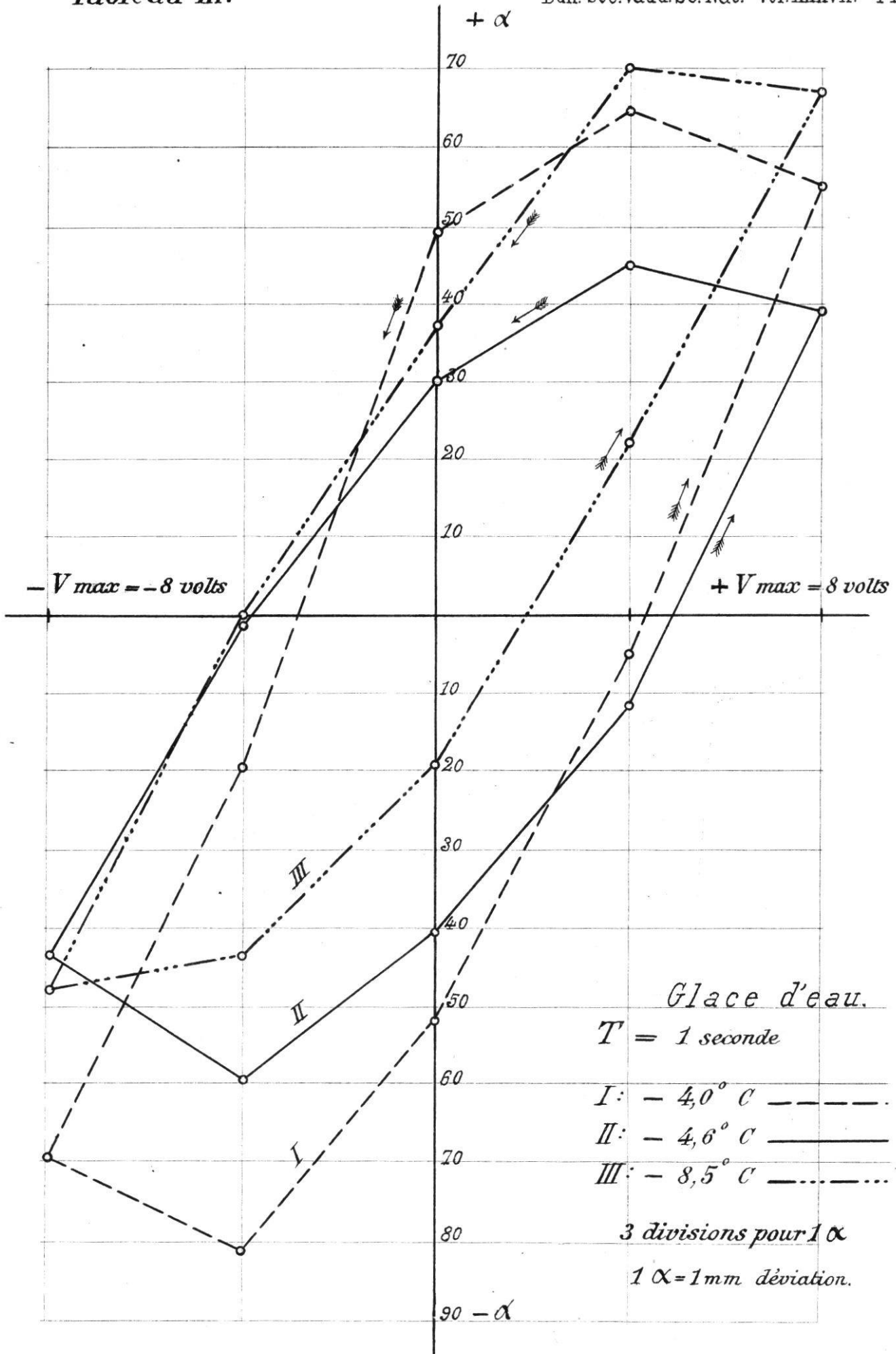
Nous avons effectué pour cela trois séries de mesures à des potentiels de 19, 36 et 73,8 volts. Les résultats numériques en sont consignés aux tableaux A, B, C, D. Ces deux derniers complétés graphiquement par les planches correspondantes C et D. (Pl. XX et XXI.)

Les condensateurs avaient pour diélectrique la même lame paraffine-9,4 % noir de fumée. Les armatures en étaient mesurées de manière à ce qu'on eût toujours des  $\alpha$  sensiblement de même grandeur.

On s'est efforcé, sans y réussir complètement, de maintenir le potentiel constant pour toute une série. Les variations individuelles sont d'ailleurs faibles et nullement de nature à altérer l'allure générale de la courbe des pertes.

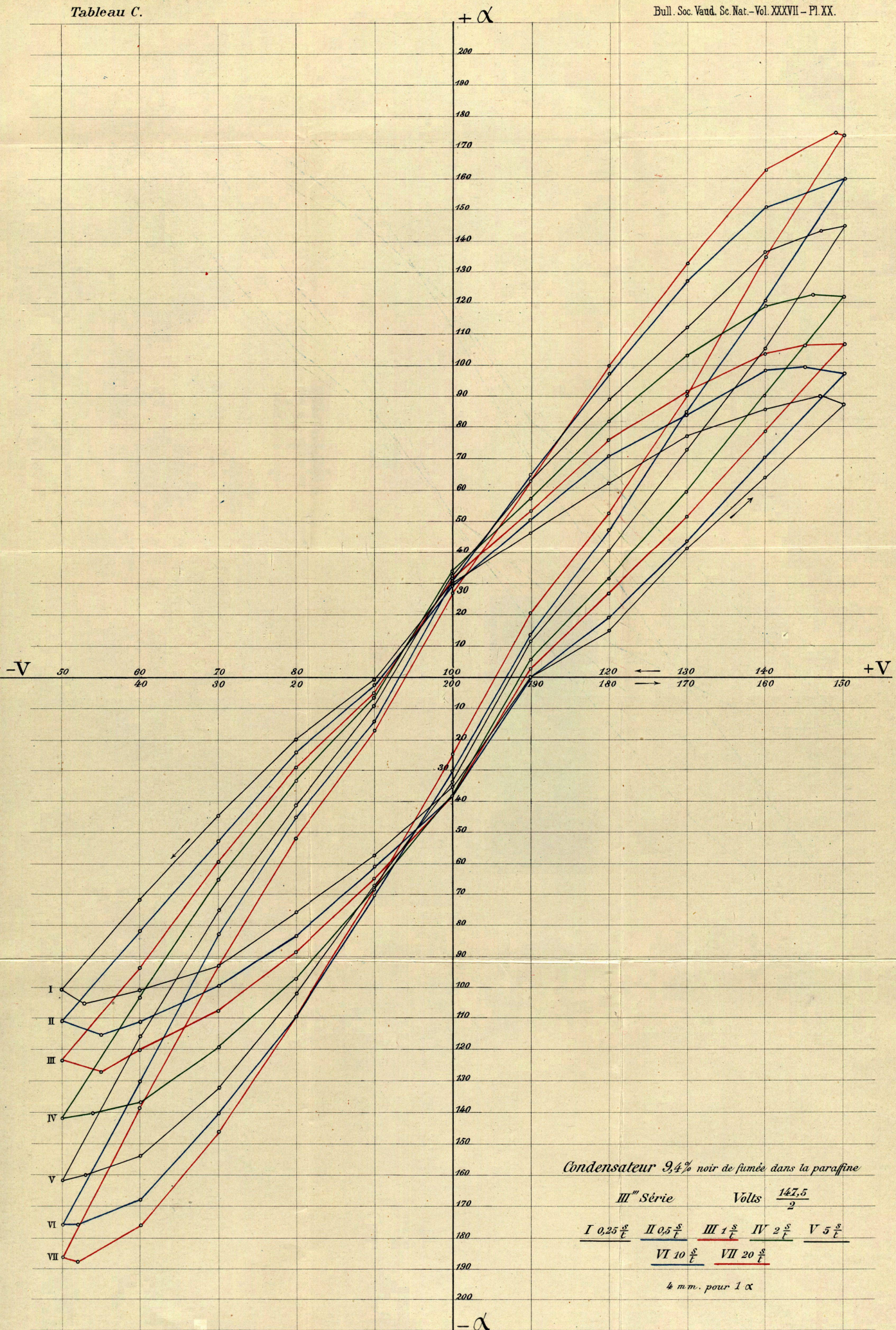
En outre, il règne une légère incertitude sur la valeur moyenne vraie du potentiel pour la série à basse et à moyenne tension. Cette incertitude, affectant tous les termes, n'altère pas davantage l'allure de la courbe.

Chaque cycle est donné par vingt points, la série moyenne B donne un point intermédiaire près des maxima, dont on









Condensateur 9,4% noir de fumée dans la paraffine

III<sup>m</sup> Série      Volts  $\frac{147,5}{2}$

I  $0,25 \frac{\sigma}{\epsilon}$     II  $0,5 \frac{\sigma}{\epsilon}$     III  $1 \frac{\sigma}{\epsilon}$     IV  $2 \frac{\sigma}{\epsilon}$     V  $5 \frac{\sigma}{\epsilon}$

VI  $10 \frac{\sigma}{\epsilon}$     VII  $20 \frac{\sigma}{\epsilon}$

4 m.m. pour 1 α



s'est efforcé, dans la troisième série C, de fixer la valeur et la place exacte.

L'examen des cycles montre que  $\alpha_0$  augmente et  $\alpha$  max. diminue quand la fréquence augmente. *Le cycle donc se renfle et se raccourcit*, et cette déformation semble se faire suivant une même loi pour tous les potentiels, les cycles étant alors des figures semblables.

Du moins la valeur du rapport  $\frac{\alpha_0}{\alpha \text{ max.}}$  suit une marche identique, avec des grandeurs sensiblement égales pour chaque fréquence.

On en pourra juger par le tableau suivant :

T	19 volts.	36 volts.	73,8 volts.
	A	B	C
0,25	3,4	3,4	3,0
0,5	3,6	3,5	3,3
1,0	3,6	3,7	3,8
2,0	3,8	3,6	3,8
3,0	4,0	—	—
5,0	4,9	5,0	4,7
6,0	5,1	—	—
10,0	5,9	6,0	5,5
20,0	7,5	7,2	7,1
50,0	12,5	11,3	10,5

On remarquera d'emblée l'étranglement des cycles aux points 190 et 90.

Ces étranglements sont d'autant plus marqués que la valeur de  $\alpha$  est plus faible, ce qui correspond ici à la diminution de T. Ces étranglements tiennent probablement à une cause d'erreur que nous n'avons pu découvrir jusqu'ici.

On les a supprimés dans la mesure des aires en éliminant les points 190 et 90 du tracé, ce qui rend aux cycles leur régularité. Nous avons cependant tenu à donner ceux-ci tels quels.

Nous avons mesuré les aires à la balance ou au planimètre, les avons comparées à une aire de valeur connue en énergie, et avons dressé ainsi le tableau D, qui résume l'ensemble et donne en outre les valeurs de  $W$  par centimètre cube, ce qui rend les trois séries comparables. Ce tableau a fourni la planche XXI.

A première inspection, on remarque l'existence d'un maximum entre  $T = 2$  et  $T = 3$ . On y voit aussi que la décroissance de la perte est plus rapide pour les  $T$  petits que pour les  $T$  grands. Nous hésitons à nous prononcer sur l'inflexion qui marque la position du point  $W$  pour  $T = 1$ . Ce ressaut n'existe pas pour 19 volts; il est faible encore pour 36 et devient très sensible pour 73,8 volts.

L'allure de nos courbes diffère notablement de celles de M. Beaulard, dont l'inflexion vers l'axe des ordonnées commence pour des valeurs différentes de  $T$ , tandis que notre maximum a lieu, du moins autant qu'on en peut juger sur un nombre aussi restreint de déterminations, pour la même valeur de  $T$ .

*Relation entre la perte d'énergie et le potentiel.*

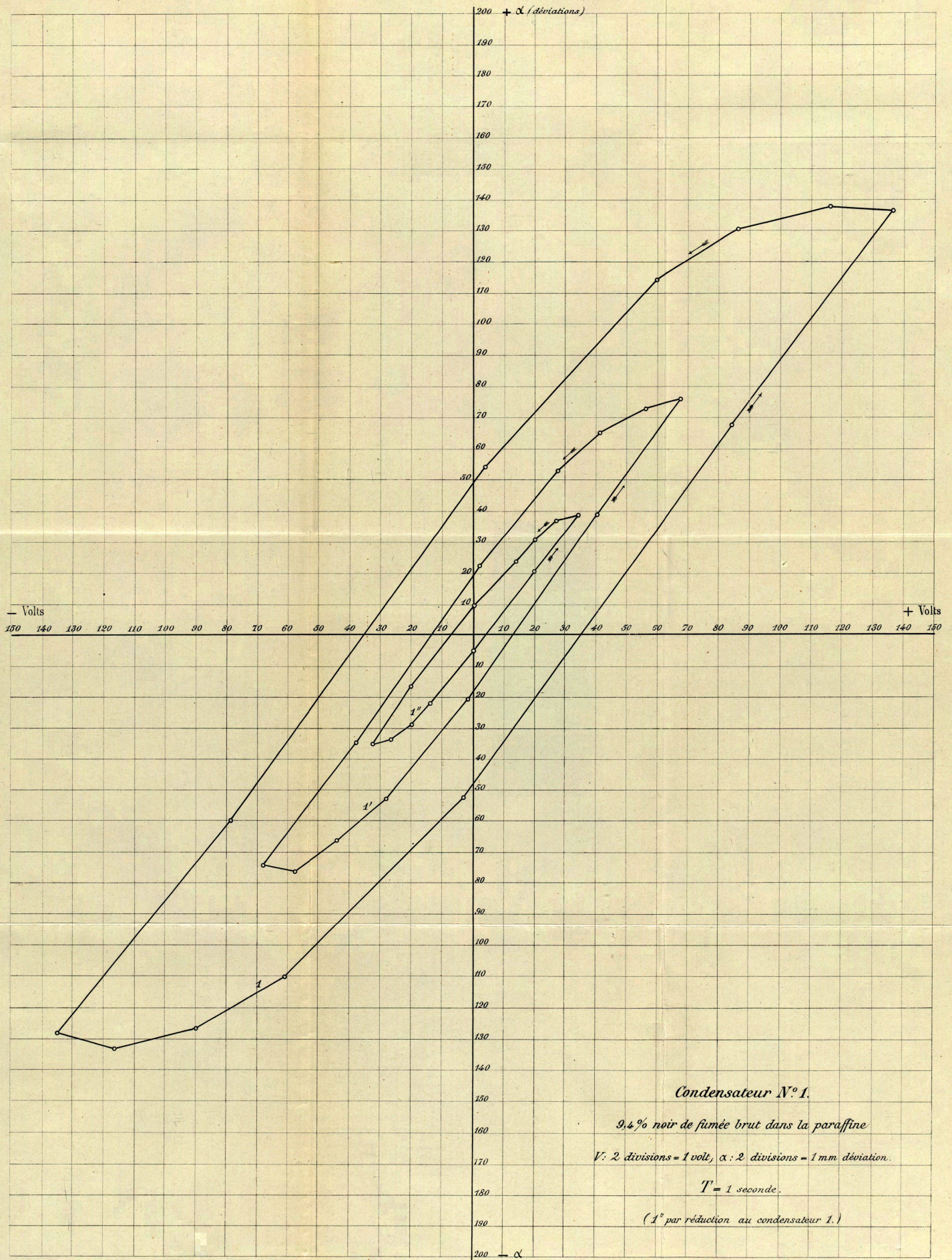
Nous avons étudié cette relation toujours sur les mêmes condensateurs à 9,4% de noir de fumée.

Les mesures qui forment les trois séries A, B, C, si elles concluent dans la recherche de la fonction  $f(T) = W$ , sont insuffisantes pour établir une relation entre les pertes et le potentiel.

Nous avons donc déterminé plus exactement les potentiels aux points considérés de la courbe à l'aide de condensateurs à paraffine, de capacité connue, que nous soumettions au même cycle d'opérations que le diélectrique étudié.

Pour gagner un temps précieux, nous avons éliminé de la série des points à chercher ceux que l'expérience nous avait fait juger superflus.







Nous avons opéré avec  $T = 1$  et les potentiels 16,7, 34 et 68 volts, sensiblement doubles les uns des autres.

Les tableaux IV et la planche XXII représentent les résultats de cette série.

Une autre série comprend les potentiels 33,5 et 69 pour  $T = 20$  sec. (Voir tableau V et planche XXIII.)

Les cycles obtenus sont d'une grande régularité. Leur valeur en énergie a été déterminée par la comparaison de leur poids à celui d'une aire calculable.

La courbe planche XXIV représente

$$W = f(V).$$

Le tableau ci-dessous résume les résultats :

V max.	W/cm <sup>3</sup>	T
68 v.	2052 . 10 <sup>-10</sup> j	1 sec.
34 v.	410 . 10 <sup>-10</sup> j	1 sec.
16,7 v.	77,5 . 10 <sup>-10</sup> j	1 sec.
69 v.	1380 . 10 <sup>-10</sup> j	20 sec.
33,5 v.	266 . 10 <sup>-10</sup> j	20 sec.

Nous avons vainement tenté d'identifier cette courbe avec une fonction de la forme

$$W = a V^e$$

nous rencontrant en ceci avec M. Beaulard. Nous n'avons pas eu plus de succès avec une parabole du deuxième degré.

Cependant, tandis que pour beaucoup de cycles de même durée des séries de M. Beaulard la relation

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{V_1^2}{V_2^2}$$

se vérifie très bien, nous avons toujours obtenu pour le

rapport  $\frac{W_1}{W_2}$  des valeurs notablement supérieures à celles

du rapport  $\frac{V_1^2}{V_2^2}$ .



Pour  $T = 1$  seconde, en faisant

$$V_1 = 68 \text{ v.} \quad V_2 = 34 \text{ v.}$$

et en donnant à  $W_1$  et  $W_2$  les valeurs correspondantes, nous avons

$$\frac{V_1^2}{V_2^2} = \frac{68^2}{34^2} = 4,00, \quad \text{tandis que}$$

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{2052 \cdot 10^{-10}}{410 \cdot 10^{-10}} = 5,00$$

et

$$\frac{\frac{W_1}{W_2}}{\frac{V_1^2}{V_2^2}} = 1,25.$$

En faisant

$$V_3 = 16,70 \text{ v.} \quad \text{et} \quad W_3 = 77,5 \cdot 10^{-10} \text{ j.}$$

nous avons

$$\frac{W_2}{W_3} = 5,29 \quad \frac{V_2^2}{V_3^2} = 4,15$$

et

$$\frac{\frac{W_2}{W_3}}{\frac{V_2^2}{V_3^2}} = 1,27 \text{ s.}$$

Enfin pour  $T = 20$  sec. et

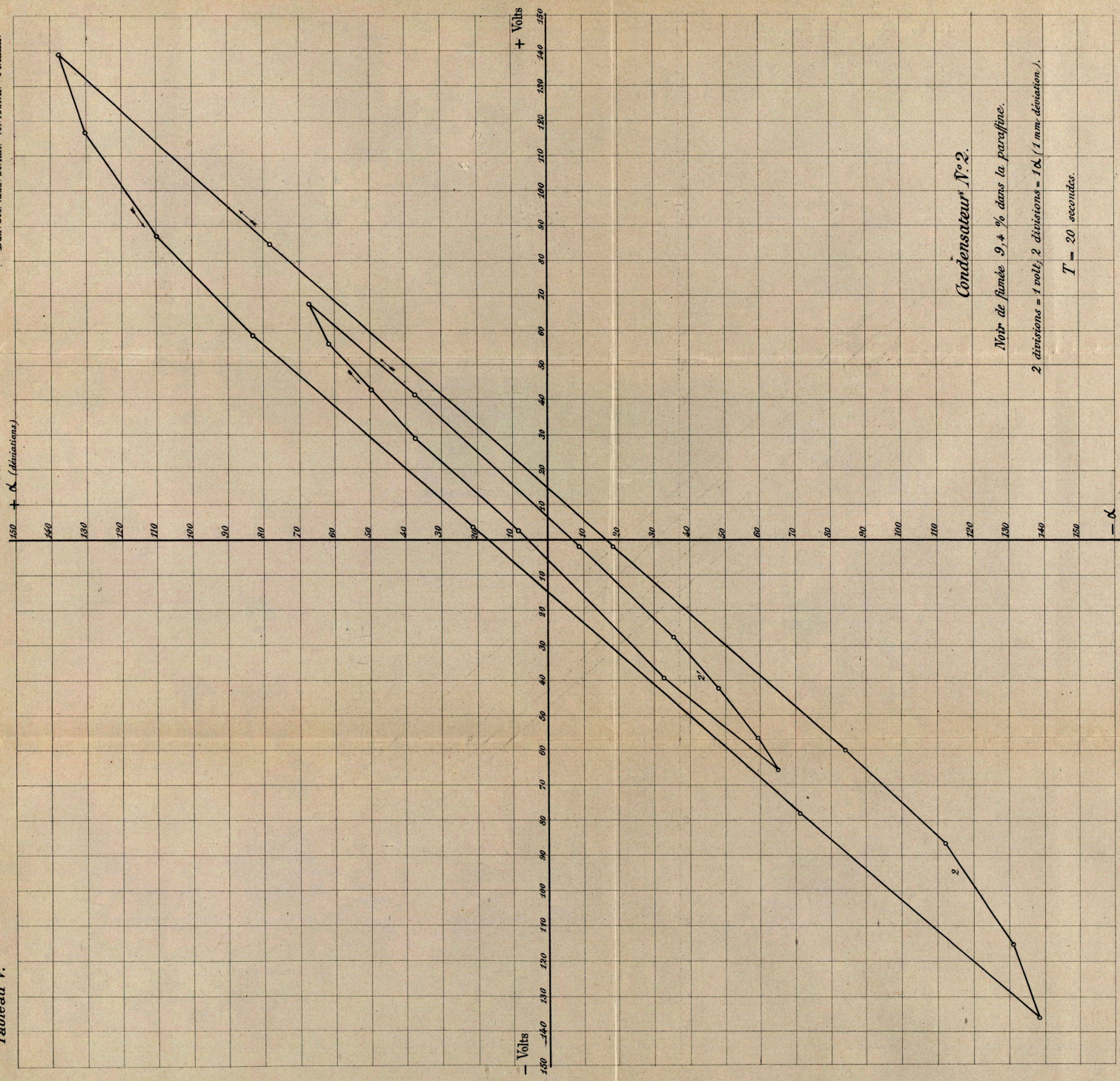
$$V_1' = 69 \text{ v.} \quad V_2' = 33,5 \text{ v.}$$

$$W_1' = 1380 \cdot 10^{10} \text{ j.} \quad W_2' = 266 \cdot 10^{10} \text{ j.}$$

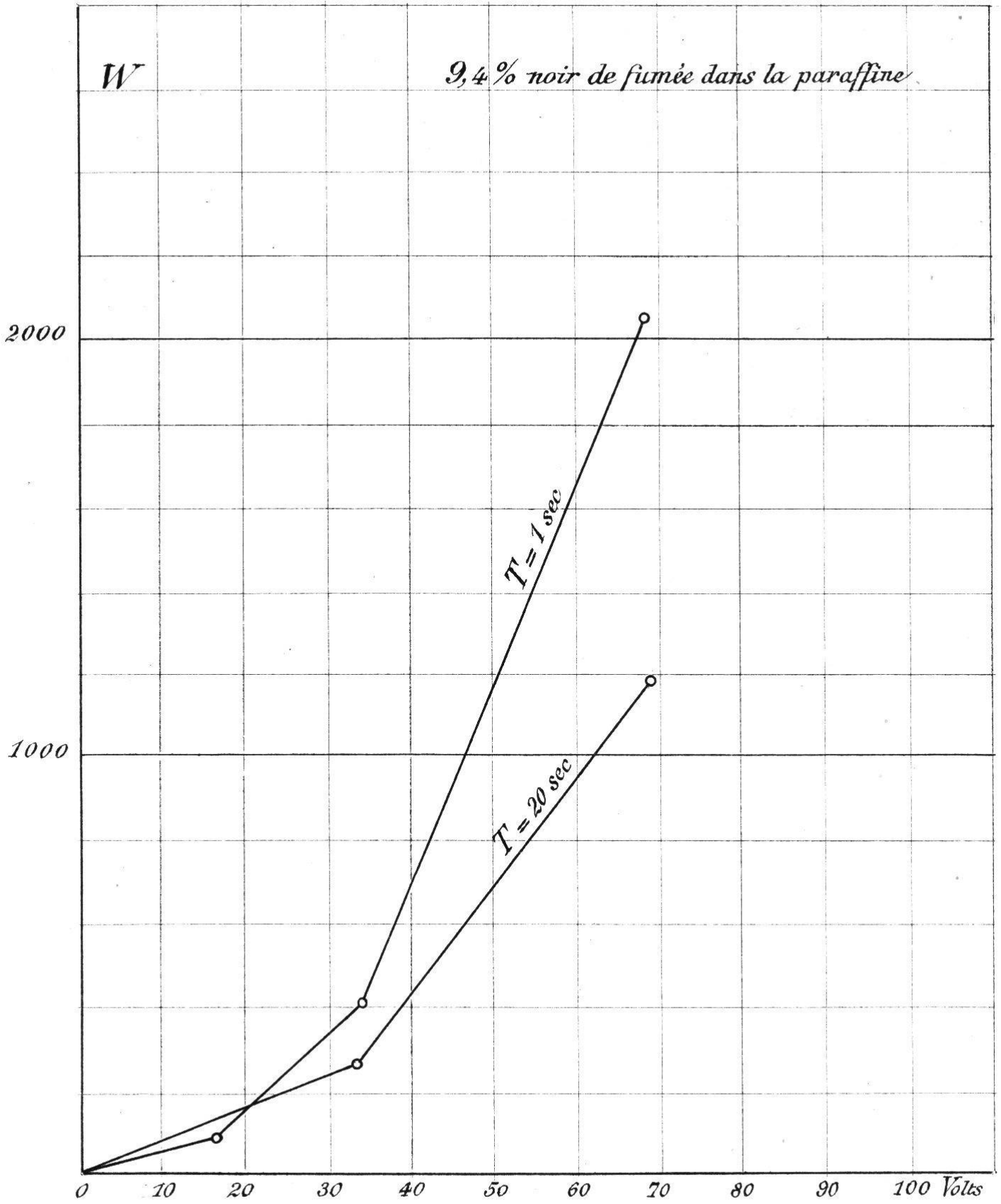
on a

$$\frac{V_1'^2}{V_2'^2} = 4,24 \quad \frac{W_1'}{W_2'} = 5,19$$









*W = Energies perdues par cm.<sup>3</sup> et par cycle*

*1 mm. = 5.10<sup>-10</sup> Joules*

*1 mm. = 1 Volt.*

et

$$\frac{\frac{W_1'}{W_2'}}{\frac{V_1'^2}{V_2'^2}} = 1,22.$$

Ces résultats s'éloignent beaucoup de ceux qu'a fournis l'expérience jusqu'à présent. Il ne nous paraît cependant pas que notre mode opératoire prête à des critiques assez fortes pour les rendre suspects.

### Conclusion.

Au terme de cet exposé, nous croyons utile de résumer brièvement les résultats de nos expériences en indiquant les points qui nous semblent mériter une étude plus approfondie.

Les mélanges d'un diélectrique ne consommant pas une quantité d'énergie appréciable, la paraffine pure, avec des bons conducteurs, aluminium, graphite, charbon d'arc sont sensiblement exempts de perte.

Leur pouvoir inducteur spécifique est généralement supérieur à celui de la paraffine.

Les mélanges de paraffine avec le soufre, la colophane, corps bons diélectriques, sont exempts de perte. Nous n'avons pas retrouvé les effets de résidu constatés par Muraoka pour les bons diélectriques stratifiés. Il conviendrait d'élucider définitivement ce point important.

La consommation d'énergie des mélanges de paraffine et de divers corps médiocres conducteurs varie d'un composé à l'autre, et dépend pour un même composé des proportions du mélange.

La glace d'eau présente la plus forte dissipation que nous ayons eu à enregistrer. Elle doit faire l'objet de nouvelles investigations.

Les recherches faites sur un mélange à 9,4% de noir de



fumée brut dans la paraffine, sous trois tensions maxima et sous huit vitesses cycliques différentes, nous ont permis de constater l'existence d'un maximum de la perte d'énergie en fonction de la fréquence pour une durée cyclique de 3 secondes environ.

Nous n'avons pu identifier, pour ce même mélange, la courbe des pertes en fonction des potentiels maximum à aucune courbe simple, en particulier à une expression de la forme  $W = a V^n$ , qui a réussi cependant à d'autres expérimentateurs et pour d'autres corps. De nouvelles recherches sont désirables.

Nous en dirons autant de l'influence des trépidations sur la polarisation résiduelle des diélectriques, que l'expérience nous a montrée nulle. L'insuffisance possible des moyens employés ne permet pas de considérer ce point comme définitivement acquis.

Enfin il conviendrait d'appliquer nos résultats à la vérification des formules de MM. Pellat et Beaulard, ce qui exigerait tout d'abord la détermination délicate, à l'aide de champs alternatifs de très grande fréquence, du pouvoir inducteur spécifique vrai de nos mélanges.

Peut-être pourrions-nous faire un jour ce rapprochement avec la théorie.

---



Condensateur : 9,4 % noir de fumée brut dans la paraffine.

T en secondes.	Positions		T = 0,25		0,5		1		2		5		10		20		50		
	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	
57,8 $\alpha$ pour 40,5 volts.	200	7,6	7,5	7,9	9,2	8,0	7,5	8,0	9,2	9,2	8,0	7,5	7,5	7,5	6,5	6,5	4,3	4,3	4,3
Volume 9,95 cm. <sup>3</sup> = S.c.	190	0,8	0,3	1,0	1,2	3,0	3,0	3,0	1,2	1,2	3,0	3,5	3,5	3,5	5,5	5,5	5,9	5,9	5,9
c. = 3,3 mm.	180	5,3	5,4	7,1	9,1	11,1	11,1	11,1	9,1	9,1	11,1	11,7	11,7	11,7	14,3	14,3	15,3	15,3	15,3
S. = 30,2 cm. <sup>2</sup> .	170	11,4	11,4	14,2	16,2	19,5	19,5	19,5	16,2	16,2	19,5	21,0	21,0	21,0	24,7	24,7	26,1	26,1	26,1
V maximum = 36 volts.	160	17,8	19,0	21,8	24,5	28,6	28,6	28,6	24,5	24,5	28,6	30,9	30,9	30,9	35,0	35,0	36,6	36,6	36,6
	150	26,1	27,2	30,8	33,8	38,0	38,0	38,0	33,8	33,8	38,0	40,9	40,9	40,9	46,9	46,9	48,9	48,9	48,9
	145	25,5	27,2	30,1	33,8	38,0	38,0	38,0	33,8	33,8	38,0	40,3	40,3	40,3	45,6	45,6	48,5	48,5	48,5
	140	24,7	26,3	29,4	32,9	36,9	36,9	36,9	32,9	32,9	36,9	38,1	38,1	38,1	43,5	43,5	44,5	44,5	44,5
	130	21,8	23,2	25,7	28,9	31,0	31,0	31,0	28,9	28,9	31,0	31,9	31,9	31,9	34,2	34,2	34,8	34,8	34,8
	120	17,7	18,9	20,6	22,8	23,6	23,6	23,6	22,8	22,8	23,6	24,9	24,9	24,9	25,1	25,1	24,4	24,4	24,4
	110	13,5	14,1	15,0	16,0	15,5	15,5	15,5	16,0	16,0	15,5	15,9	15,9	15,9	15,7	15,7	13,9	13,9	13,9
	100	7,6	8,0	8,4	9,5	8,0	8,0	8,0	9,5	9,5	8,0	7,0	7,0	7,0	6,5	6,5	4,8	4,8	4,8
	90	0,8	0,2	1,0	1,0	3,0	3,0	3,0	1,0	1,0	3,0	3,9	3,9	3,9	5,0	5,0	6,2	6,2	6,2
	80	4,6	5,7	6,9	8,6	11,1	11,1	11,1	8,6	8,6	11,1	12,7	12,7	12,7	14,3	14,3	15,4	15,4	15,4
	70	10,7	12,1	14,7	16,4	20,3	20,3	20,3	16,4	16,4	20,3	21,7	21,7	21,7	24,7	24,7	26,5	26,5	26,5
	60	17,0	19,7	22,5	24,5	30,4	30,4	30,4	24,5	24,5	30,4	33,1	33,1	33,1	35,6	35,6	38,3	38,3	38,3
	50	25,7	27,1	30,1	33,1	40,0	40,0	40,0	33,1	33,1	40,0	44,0	44,0	44,0	47,0	47,0	50,3	50,3	50,3
	45	25,2	27,0	30,4	33,8	40,0	40,0	40,0	33,8	33,8	40,0	44,2	44,2	44,2	46,5	46,5	50,3	50,3	50,3
	40	24,8	26,3	29,2	32,5	38,1	38,1	38,1	32,5	32,5	38,1	41,8	41,8	41,8	43,6	43,6	45,9	45,9	45,9
	30	21,5	22,6	25,3	27,7	32,1	32,1	32,1	27,7	27,7	32,1	34,7	34,7	34,7	35,2	35,2	36,2	36,2	36,2
	20	17,5	18,8	20,2	22,8	25,4	25,4	25,4	22,8	22,8	25,4	25,6	25,6	25,6	26,4	26,4	25,4	25,4	25,4
	10	12,7	13,6	14,0	15,7	17,4	17,4	17,4	15,7	15,7	17,4	16,9	16,9	16,9	16,3	16,3	14,3	14,3	14,3
	14*	—	—	—	—	7,5	7,5	7,5	—	—	7,5	7,5	7,5	7,5	8	8	9	9	9
	4*	—	—	—	—	7,5	7,5	7,5	—	—	7,5	7,5	7,5	7,5	8	8	9	9	9
	14**	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8	8	8

TABEAU C. Condensateur 9,4 % noir de fumée brut dans la paraffine.

T en secondes.	Positions +150 200 100 -50	T 0,25	0,5	1	2	5	10	20
		$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$
60,6 $\alpha$ pour 77,9 volts. Volume 5,1 cm. <sup>3</sup> = S.c. c. = 3,5 mm. S. = 17,4 cm. <sup>2</sup> . V maximum = 73,8 volts.	200	8,4	9,2	9,3	9,5	8,4	7,5	6,1
	190	0,0	0,0	0,8	1,5	3,0	3,8	5,2
	180	3,6	4,7	6,7	7,9	10,3	11,9	13,2
	170	10,0	10,8	12,9	14,9	18,2	21,2	22,5
	160	15,4	17,3	19,8	22,6	26,4	30,2	33,7
	150	21,1	24,0	26,8	30,5	36,3	40,0	44,0
	140	20,8	24,2	26,0	29,8	34,1	37,8	40,7
	130	18,7	20,7	22,9	25,7	28,0	31,8	33,3
	120	15,1	17,4	19,0	20,5	22,2	24,3	24,8
	110	11,2	12,5	13,4	14,4	15,7	16,3	15,8
	100	7,2	7,3	8,0	8,5	8,1	7,8	6,7
	90	0,1	0,6	1,3	1,6	2,2	3,5	4,3
	80	4,8	5,9	7,3	8,3	10,3	11,2	12,9
	70	10,8	12,9	14,8	16,2	18,7	20,6	23,2
	60	17,3	20,0	23,4	25,7	28,9	32,5	34,5
	50	24,4	27,2	30,8	35,4	40,4	43,9	46,5
	40	24,4	27,3	30,0	34,1	38,4	41,9	44,0
	30	22,4	24,4	26,9	29,8	32,9	35,0	36,5
	20	18,3	20,5	22,1	24,2	25,5	27,2	27,2
	10	13,9	15,0	16,1	17,0	16,8	17,5	17,0
14 <sup>*</sup>	21,7	24,4	26,6	30,6	35,8	38,1	42,7	
4 <sup>*</sup>	25,4	28,3	31,8	35,0	39,9	43,9	46,9	
200'	8,4	9,7	9,7	9,5	8,2	8,2	6,9	
100'	—	—	—	8,5	—	—	—	



Condensateurs : 9,4 % noir de fumée brut dans la paraffine.

TABLEAU D.

	Durées T sec.	0,25	0,5	1	2	3	5	10	20	50
Volts 73,8 Aires et énergies totales.	I Aires cm <sup>2</sup>	105,2	111,5	110,6	118,2	—	114,7	115,5	105,2	—
	Energies joules	10625.10 <sup>-10</sup>	11262.10 <sup>-10</sup>	11171.10 <sup>-10</sup>	11938.10 <sup>-10</sup>	—	11585.10 <sup>-10</sup>	11666.10 <sup>-10</sup>	10625.10 <sup>-10</sup>	—
Volts 36.	II Aires cm <sup>2</sup>	104,9	107,6	109,2	119,2	—	112,7	108,9	96,2	82,1
	Energies joules	5235.10 <sup>-10</sup>	5369.10 <sup>-10</sup>	5449.10 <sup>-10</sup>	5949.10 <sup>-10</sup>	—	5624.10 <sup>-10</sup>	5434.10 <sup>-10</sup>	4800.10 <sup>-10</sup>	4097.10 <sup>-10</sup>
Volts 19.	III Aires cm <sup>2</sup>	51,9	55,1	59,0	61,2	63,6	59,3	53,8	50,5	40,7
	Energies joules	2264.10 <sup>-10</sup>	2405.10 <sup>-10</sup>	2583.10 <sup>-10</sup>	2671.10 <sup>-10</sup>	2775.10 <sup>-10</sup>	2589.10 <sup>-10</sup>	2347.10 <sup>-10</sup>	2202.10 <sup>-10</sup>	1777.10 <sup>-10</sup>

	Durées T	0,25	0,5	1	2	3	5	10	20	50
Energie perdue par cm. <sup>2</sup> et par période. W = f (T)	III 19 volts	114.10 <sup>-10</sup>	121.10 <sup>-10</sup>	130.10 <sup>-10</sup>	134.10 <sup>-10</sup>	139.10 <sup>-10</sup>	130.10 <sup>-10</sup>	118.10 <sup>-10</sup>	111.10 <sup>-10</sup>	89.10 <sup>-10</sup>
	II 36 volts	526.10 <sup>-10</sup>	540.10 <sup>-10</sup>	548.10 <sup>-10</sup>	598.10 <sup>-10</sup>	—	565.10 <sup>-10</sup>	546.10 <sup>-10</sup>	483.10 <sup>-10</sup>	412.10 <sup>-10</sup>
I 73,8 volts		2083.10 <sup>-10</sup>	2208.10 <sup>-10</sup>	2190.10 <sup>-10</sup>	2341.10 <sup>-10</sup>	—	2272.10 <sup>-10</sup>	2287.10 <sup>-10</sup>	2083.10 <sup>-10</sup>	—

TABLEAU N° I.

Diélectriques. T = 1 sec.	Tensions Max. moyens														$\frac{\alpha^0}{\alpha_{\text{max.}}}$		
		200	175	150	125	100	75	50	25								
Huile de vaseline pure.	71,5	+ 0,5	-15,1	+27,6	-14,7	+ 0,0	+15,0	+30,7	+16,2	0							
Huile de vaseline et 5,9% n. de f.	71,5	+ 3,7	-25,9	-53,8	-32,2	- 4,1	+26,5	+54,8	+32,3	0,07							
Huile de vaseline et goudron.	67,5	- 1,8	-	+34,8	-	+ 2,1	-	-33,5	-	0,03							
Soufre (canon) 1% et paraffine.	87	0,0	-	+35,6	-	0,0	-	-	-	0							
Soufre (canon) 2% et paraffine.	87	0,0	-	+36,0	-	0,0	-	-	-	0							
Soufre (canon) 3% et paraffine.	87,5	0,0	-	+36,4	-	0,0	-	-	-	0							
Fleur de soufre 3% et paraffine.	88	0,0	-	+32,9	-	0,0	-	-	-	0							
Noir de fumée 1% et paraffine.	67,5	- 0,7	<sup>170</sup> +26,5	+42,9	<sup>130</sup> +27,3	+ 0,5	<sup>70</sup> -27,0	-44,2	<sup>30</sup> -27,5	0,013							
Noir de fumée 2,5% et paraffine.	66,5	- 3,7	-	-	-	-	-	-50,3	-	0,073							
Noir de fumée 5% et paraffine.	66,5	-10,6	-	-	-	-	-	-41,0	-	0,26							
Sciure de bois et paraffine.	66,5	+ 0,1	-	+26,7	-	-	-	-	-	0							
Composition de Cortailod.	68,5	+ 0,6	-	+49,2	-	-	-	-	-	0							
C. Cortailod + paraf. et coloph.	66,5	+0,5	-	+57,8	-	-	-	-	-	0							

TABLEAU N° II.

Diélectriques T = 1 sec.	Tensions Max. moyennes									
	200	175	150	125	100	75	50	25		
Paraffine pure.	-0,0	-14,0	-28,0	-14,5	+0,0	+15,0	+30,0	+15,0		
Paraffine-aluminium 4,7 %.	-0,0	-18,5	-36,8	-19,2	+0,0	+19,9	+38,8	+19,8		
Paraffine-charbon d'arc 4,4 %.	-0,0	-18,3	-34,4	-18,1	+0,0	+19,3	+37,1	+18,0		
Mica I.	+0,0	+20,6	+39,3	+21,3	-0,0	-21,8	-43,0	-21,3		
Mica II.	+0,0	+24,0	+46,1	+24,5	-0,0	-26,4	-51,4	-25,0		
Paraffine-colophane 50 %.	+0,0	+21,8	+42,4	+21,8	-0,0	-23,3	-45,5	-22,8		
Verre à vitre.	-1,2	-	+32,7	-	-	-	-31,9	-		

Glace d'eau.

TABEAU N° III.

Epaisseurs et volumes mm.   cm. <sup>3</sup>		Températ.	200	175	150	125	100	75	50	25	Aires cm <sup>2</sup>	Energies par cm <sup>3</sup> .
11	I	-4,0	-17,3	-1,7	+18,3	+21,6	+16,3	-6,6	-23,1	-27,2	57,9	60.10 <sup>-10</sup>
10	II	-4,6	-13,5	+3,8	+13,0	+15,0	+10,0	-0,5	-14,5	-19,8	47,0	55.10 <sup>-10</sup>
5	III	-8,5	-6,3	+7,3	+22,3	+23,3	+12,5	+0,0	-16	-14,5	37,0	233.10 <sup>-10</sup>

Tension max. 8 volts.



TABLEAU N° IV.

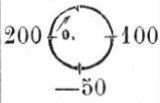
9,4 % noir de fumée brut dans la paraffine. 36,3 $\alpha$ pour 19,8 volts. Vol. Sc. = 41,4.0,35 cm. <sup>3</sup> .	Positions +150  -50	Condensateur N° 1		Condensateur N° 1	
		I		II	
		Tensions	$\alpha$	Tensions	$\alpha$
T = 1 sec.	200	- 1,4	-26,1	- 0,7	-10,2
Vol. = 14,5 cm. <sup>2</sup> .	170	+42,3	+33,7	+20,2	+19,4
Aire du cycle I. 173.0 cm. <sup>2</sup> .	150	+68,5	+68,1	+33,9	+37,9
Aire du cycle II. 34.5 cm. <sup>2</sup> .	140	+58,2	+68,8	+28,2	+36,3
Energie totale I. 29751.10 <sup>-10</sup> joule.	130	+43,3	+65,1	+20,7	+32,5
Energie par cm. <sup>3</sup> 2052.10 <sup>-10</sup> joule.	120	+30,0	+57,0	+13,6	+26,3
Energie totale II 5948.10 <sup>-10</sup> joule.	100	+ 2,0	+27,0	+ 1,1	+11,1
Energie par cm. <sup>3</sup> 410.10 <sup>-10</sup> joule.	70	-39,3	-29,9	-18,9	-17,3
	50	-67,5	-64,0	-34,0	-37,1
	40	-58,2	-66,6	-28,9	-38,0
	30	-45,0	-63,4	-22,0	-33,0
	20	-30,5	-55,0	-14,1	-26,5

TABLEAU N° IV'.

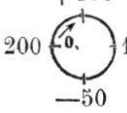
9,4 % noir de fumée brut dans la paraffine. 45,9 $\alpha$ pour 20.0 volts.	Positions +150  -50	Condensateur n° 1'	
		Tensions	$\alpha$
		Vol. 19.4 cm. <sup>3</sup> = S.c.	200
S = 5628 mm. <sup>2</sup>	170	+ 10,1	+ 12,8
c = 3,5 mm.	150	+ 17,0	+ 24,1
T = 1 sec.	140	+ 13,7	+ 23,0
Aire du cycle :	130	+ 10,1	+ 19,0
7,7 cm. <sup>2</sup> .	120	+ 7,0	+ 14,7
Energie totale :	100	+ 0,3	+ 6,1
1502.10 <sup>-10</sup> joule.	70	- 10,0	- 10,4
Energie par cm. <sup>3</sup> :	50	- 16,3	- 21,9
77,5.10 <sup>-10</sup> joule.	40	- 13,3	- 21,0
	30	- 10,0	- 18,0
	20	- 6,9	- 13,8

TABLEAU N° V.

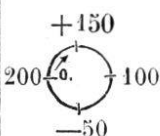
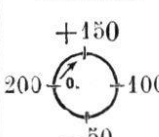
9,4 % noir de fumée brut dans la paraffine. 46,1 $\alpha$ pour 39,3 volts. Vol. S.c. = 9.3 cm. <sup>3</sup> .	Positions 	Condensateur N° 2		Condensateur N° 2	
		I		II	
		Tensions	$\alpha$	Tensions	$\alpha$
T = 20 sec.	200	- 1,0	- 9,0	- 1,0	- 4,3
Aires du cycle :	170	+42,3	+39,0	+20,9	+18,4
I 74,5 cm. <sup>2</sup> .	150	+69,4	+68,8	+33,8	+33,5
II 14,2 cm. <sup>2</sup> .	140	+58,1	+65,2	+28,1	+30,8
Energie totale :	130	+43,5	+55,0	+21,6	+24,7
I 12834.10 <sup>-10</sup> joule.	120	+29,3	+41,5	+14,6	+18,6
II 2471.10 <sup>-10</sup> joule.	100	+ 1,8	+10,7	+ 1,3	+ 4,4
Energie par cm. <sup>3</sup> :	70	-38,9	-35,5	-19,7	-16,3
I 1380.10 <sup>-10</sup> joule.	50	-68,2	-69,1	-32,9	-32,5
II 266.10 <sup>-10</sup> joule.	40	-57,7	-65,5	-28,4	-29,6
	30	-43,3	-56,0	-21,2	-24,1
	20	-30,1	-42,0	-13,9	-17,6

TABLEAU N° VI.

10 % noir de fumée lavé dans la paraffine. 51,3 $\alpha$ pour 41,0 volts.	Positions 		
		Tensions	$\alpha$
		Vol. = 24,4 cm. <sup>3</sup> = S.c.	200
S = 6090 mm. <sup>2</sup> .	170	+ 20,2	+ 22,7
c = 4 mm.	150	+ 33,9	+ 40,3
T = 1 sec.	140	+ 28,2	+ 35,0
Aire du cycle :	130	+ 27,0	+ 28,5
45,2 cm. <sup>2</sup> .	120	+ 13,6	+ 20,6
Energie totale :	100	+ 1,1	+ 4,5
2066.10 <sup>-10</sup> joule.	70	- 18,9	- 21,5
Energie par cm. <sup>3</sup> :	50	- 34,0	- 40,3
84,3.10 <sup>-10</sup> joule.	40	- 28,9	- 35,8
	30	- 22,0	- 28,7
	20	- 14,1	- 20,4

## OUVRAGES CONSULTÉS

1. W. SIEMENS. *Monatsbericht Berliner Akad.*, oct. 1861.
2. NACCARI et BELLATI. *Atti di Torino*, t. XVII, 1882, et *Journal de Phys.*, 2<sup>e</sup> série, t. I, 1882.
3. J. BORGMANN. *Journal russe de la Soc. phys. et chim.*, t. XVIII, 1886; *Journal de Phys.*, 2<sup>e</sup> série, t. VII, 1888.
4. STEINMETZ. *Electrotechn. Zeitschrift*, avril 1892; *Elect. Engineer*, New-York, 1892; *Lumière électrique*, t. XLIV, avril 1892.
5. KLEINER. *Ueber die durch elektrische Polarisation in Isolatoren erzeugte Wärme*. « *Vierteljahrschrift d. natf. Gesellschaft* », Zürich, XXXVII, 1893.
6. DUGGELIN. *Vierteljahrschrift*, Zürich, XXXIX, 1895.
7. J. CURIE. *Ann. chim. et phys.*, 1889.
8. H. HERTZ. *Journal de phys.*, 2<sup>e</sup> série, t. III, 1884.
9. H. FRITZ. *Ueber Wärmetönung bei elektrischer Polarisation des Glases*. Thèse. Zürich, 1893.
10. G. BENISCHKE. *Elekt. Zeitschrift*, 1895; *Eclairage élect.*, novembre 1900.
11. L. HOULLEVIGUE. Sur le résidu électrique des condensateurs. *Ann. Univ. Lyon*, XXXII, 1897.
12. ROSA et SCHMID. *Phil. Mag.*, 47, 1899; *Phys. Review*, 8, 1899; *Zeitschrift f. Instrumentenkunde*, avril 1900.
13. R. ARNO. *Rendic. Acc. dei Lincei*, oct. 1892, avril, nov. 1893, mars, juin, nov. 1894.
14. THRELFALL. *Phys. Review*, juillet 1897; *Journal de Phys.* 3<sup>me</sup> série.
15. J.-C. MAXWELL. *Traité d'électricité et de magnétisme*.
16. W. SCHAUFELBERGER. *Ueber Hysteresis in dielectricischen Medien*. Thèse. Zurich 1897; *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898; *Journal de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, VII.
17. Ch. BOREL. *Arch. Genève*, t. XXX. Thèse. 1893.
18. P. JANET. *Journal de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. II, 1893.
19. WARBURG. *Sur l'hystérésis magnétique*. 1<sup>er</sup> Congrès international de physique, 1900. Rapports présentés.
20. PORTER et MORRIS. *Proc. Roy. Soc.*, t. LVII, 1895; *Journal de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. V, 1896.
21. EISLER. *Electr. Zeitschrift*, juin 1895; *Ecl. élect.*, t. IV, août 1895.
22. F. BEAULARD. *Ann. Univ. Grenoble*, t. XIII, 1900; *Journal de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. IX, 1900.

23. HANAUER. *Wied. Ann.*, LXV, n° 8, 1898.
  24. MATHER. *Revue de l'électricité*, n° 4, 1901.
  25. E. BOUTY. *Journal de Phys.*, 2<sup>e</sup> série, IX, 1890; 3<sup>e</sup> série, I, 1892.
  26. DIETERICI. *Journal de Phys.*, 2<sup>e</sup> série, V, 1886.
  27. DUBOIS-REYMOND. *Monatsb. Berliner Akad.*, 1856 et 1859.
  28. Ch.-Ed. GUILLAUME. *Ueber die electrolytischen Condensatoren*. Zurich. Thèse.
  29. HESS. *Journal de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, II, 1895; *Ecl. électr.*, III, 1895.
  30. MASCART. *Leçons sur l'électricité et le magnétisme*, 2<sup>e</sup> édition, vol. I.
  31. H. PELLAT. *Ann. chim. et phys.*, 7<sup>e</sup> série, t. XVIII, 1899.
  32. FELICI. *Journal de Phys.*, 1<sup>re</sup> série, II et III, 1873 et 1874.
  33. KLEINER. *Arch. Genève*, 1900. 82<sup>e</sup> session de la Soc. helvétique des Sciences nat., Thuisis.
  34. PELLAT et BEAULARD. De l'énergie absorbée par un condensateur soumis à une différence de potentiel périodique. *C. R. Acad. Sciences*, 1900.
  35. BOCCARA et PANDOLFI, *Journal de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, IX, 1900.
  36. MURAOKA, *Wied. Ann.*, 1890.
  37. F. BEDELL, N.-F. BALLANTYNE et R.-B. WILLIAMSON, *Alternate Current and Dielectric Hysterésis. Phys. Review*, sept., oct. 1893, vol. 1, n° 2.
-



