

DIÉLECTRIQUES

ET

ISOLANTS

THÉORIE ET EXPÉRIENCES

PAR

J.-B. WHITEHEAD

Doyen de l'Ecole des Ingénieurs.

Professeur d'Electricité appliquée, à l'Université Johns Hopkins.

Professeur américain d'échange auprès des Universités françaises 1926-27.

Fellow, American Institute of Electrical Engineers.



Étienne CHIRON, Éditeur

40, Rue de Seine, 40

PARIS

DIÉLECTRIQUES ET ISOLANTS

THÉORIES ET EXPÉRIENCES

DIÉLECTRIQUES ET ISOLANTS

THÉORIES ET EXPÉRIENCES

PAR

J.-B. WHITEHEAD

Doyen de l'Ecole des Ingénieurs.
Professeur d'Electricité appliquée à l'Université Johns Hopkins.

Professeur américain d'échange
aupres des Universités françaises 1926-27.
Fellow, American Institute of Electrical Engineers.

*Ouvrage publié par les soins de la
Société française des Electriciens*

Etienne CHIRON, Editeur

40, Rue de Seine, 40

PARIS

—
1928

PRÉFACE ⁽¹⁾

Une série de conférences ne constitue pas le but unique que se propose un professeur d'échange. Il a encore d'autres moyens d'exprimer les sentiments cordiaux d'admiration et de respect éprouvés par les ingénieurs américains pour leurs collègues français. Néanmoins les conférences lui permettent d'exposer le sujet de ses études, d'indiquer ses propres travaux et de prendre contact ainsi avec l'œuvre des spécialistes français.

Le sujet que j'ai choisi, assez spécial, n'a intéressé jusqu'à présent qu'un nombre très limité d'électriciens. C'est l'étude des isolants et des propriétés anormales des diélectriques. Mon choix a été déterminé par l'importance que les problèmes d'isolation ont pris en électrotechnique et par le fait que je dirige depuis quelques années mes recherches en ce sens.

Ces neuf conférences résument brièvement un cours que j'ai fait à des étudiants ayant des connaissances approfondies de la théorie des diélectriques. Il contient une grande quantité de données expérimentales et théoriques qui n'ont jamais été analysées ni coordonnées de façon satisfaisante.

La première conférence expose sommairement la théorie classique des diélectriques parfaits. Son but est d'indiquer mon propre point de vue et de rappeler les résultats principaux de cette théorie. La physique et l'électrotechnique ont fourni en grande partie la matière des sept conférences qui suivent. C'est dire que celles-ci contiennent peu de nouveautés, mais j'espère que mes efforts de coordination seront utiles aux travailleurs qui se consacrent à ces études difficiles et si intéressantes. J'ai risqué quelques critiques et quelques comparaisons, et indiqué dans quel sens pourront être dirigées des recherches profitables. J'ai indiqué aussi quelques résultats de mes expériences sur les isolants composés, soumis à de hautes tensions alternatives. La dernière conférence est consacrée presque entièrement à

(1) Note. — M. le Professeur Whitehead, envoyé en France comme professeur américain d'échange, a fait les neuf conférences ci-après dans nos Universités et à l'École Supérieure d'Electricité.

PRÉFACE

ce sujet. La bibliographie comprend tous les ouvrages consultés et beaucoup d'autres.

Le professeur A. Rantý de Middlebury College, Vermont, a bien voulu m'aider dans la préparation du manuscrit français. Je lui suis profondément reconnaissant de l'intérêt amical qu'il m'a témoigné, de sa patience inépuisable et de son attention scrupuleuse. Si cette étude a une valeur quelconque, j'espère qu'elle témoignera de l'admiration et de la reconnaissance ressenties par les ingénieurs américains pour les mathématiciens, les physiciens et les ingénieurs français, qui ont contribué d'une manière inestimable au développement de la science pure et appliquée.

J.-B. WHITEHEAD

Baltimore, Maryland, U. S. A.

September, 28 1926.

DIÉLECTRIQUES ET ISOLANTS

CHAPITRE PREMIER

THÉORIE ÉLÉMENTAIRE DES DIÉLECTRIQUES PARFAITS

Parmi les caractéristiques des appareils électriques de tous genres, l'isolation se montre la plus réfractaire au calcul. Nos connaissances sur la manière dont se comportent les matières isolantes, sous l'influence des variations de tension, de fréquence, de température, d'effort mécanique, sont très restreintes. Nos méthodes de contrôle des principales propriétés des isolants employés seuls ou en combinaison, sont très imparfaites. L'isolant est le plus vulnérable des éléments constituant un appareil électrique ; sa détérioration est très rapide et sa durée détermine celle de l'appareil lui-même. En conséquence, dans le calcul, il faut nécessairement, en raison de cette incertitude, prévoir des coefficients de sécurité élevés, entraînant un accroissement de volume et de prix.

Les propriétés électriques les plus importantes des isolants sont : la résistance, le pouvoir inducteur spécifique, la différence de phase diélectrique et la rigidité diélectrique. Leur importance relative peut varier suivant le type d'appareil, mais le plus souvent, elles doivent être toutes envisagées.

La théorie classique diélectrique qui nous vient de FARADAY et de MAXWELL, n'attribue aux diélectriques d'autre propriété que celle du pouvoir inducteur spécifique.

Elle laisse complètement de côté leur rigidité diélectrique et le facteur de puissance qu'ils présentent en courant alternatif et nous apprend très peu de choses sur leur conductibilité.

C'est cependant cette théorie qui est développée dans presque tous les traités de physique ; elle est donc tout à fait insuffisante pour guider nos efforts vers la compréhension des phénomènes mis en jeu dans l'isolation. C'est le désir de combler cette lacune qui m'a fait choisir le sujet de mes conférences.

Nous passerons en revue les phénomènes diélectriques que la théorie

ne mentionne pas, nous résumerons brièvement les nombreuses recherches expérimentales publiées sur la matière, nous mettrons dans tout le relief possible les points sur lesquels elles cadrent avec la théorie fondamentale ou s'en rapprochent, et finalement nous indiquerons dans quelle voie doivent être poursuivies ces recherches expérimentales pour diminuer la confusion et l'incertitude actuelles.

ESQUISSE DE LA THÉORIE DIÉLECTRIQUE FONDAMENTALE.

On peut dire que la théorie classique des diélectriques, donnée dans les traités de physique modernes, remonte aux travaux de FRANKLIN, CAVENDISH et FARADAY. FRANKLIN, en 1748, a montré l'importance du milieu diélectrique dans le cas de la bouteille de Leyde qui venait d'être révélée. CAVENDISH, évidemment frappé de l'œuvre de FRANKLIN, compara les capacités électrostatiques, et fit de nombreuses expériences pour déterminer les charges induites dans des substances diverses. Il ne paraît pas avoir tenu compte de la différence entre conducteurs et diélectriques; en effet, mesurant les capacités de condensateurs formés de diélectriques différents, il les comparait à celle d'un condensateur à air, et il a établi une liste de constantes diélectriques, sans proposer de nom pour cette grandeur, et sans mettre en évidence que le pouvoir inducteur spécifique est une propriété du milieu.

Les études précises de FARADAY sur l'égalité absolue entre les charges inductrice et induite sur des conducteurs concentriques, avec ou sans interposition d'un diélectrique ou d'un conducteur, nous amènent à sa fameuse conception du transport point par point, à travers le milieu, de l'influence d'une charge électrique. De là découlent les notions bien connues de lignes de force, de tubes d'induction et de polarisation diélectrique. La principale contribution de FARADAY en cette matière fut de montrer l'importance du milieu dans le phénomène de l'induction, de calculer l'induction pour des diélectriques différents et en fait de découvrir le pouvoir inducteur spécifique. Le génie de MAXWELL lui permit de discerner l'importance de l'œuvre de FARADAY, et de développer la théorie du potentiel appliquée au champ électrique et aux phénomènes diélectriques, théorie encore universellement acceptée par les physiciens, et qui constitue toujours le point de départ de toute discussion des phénomènes diélectriques. Afin de mieux comprendre les travaux récents sur l'isolation, et d'apprécier les efforts

accomplis pour relier les phénomènes qui s'y passent aux théories fondamentales des diélectriques. Il faut jeter un rapide coup d'œil sur certaines relations importantes découlant de cette théorie.

Potentiel électrique. — Nous trouvons, en remontant au concept primitif du potentiel électrique, les noms de deux célèbres physiciens français, COULOMB (1723-1806) et POISSON (1781-1840). Le premier, avec sa balance de torsion, donne la loi de l'attraction et de la répulsion entre des pointes électrisées. La théorie du potentiel, définie par POISSON dans le cas d'un champ magnétique, a été complètement développée par MAXWELL dans celui d'un champ électrique.

La formule de COULOMB donne pour la force entre des charges isolées dans l'air

$$f = \frac{qq'}{r^2} \quad (1)$$

Nous en déduisons la définition de l'unité de charge et de l'unité de courant dans le système d'unités électrostatiques, et la valeur de la force électrique à la distance r d'un point électrisé q ,

$$X = \frac{q}{r^2}, \quad (2)$$

X , représentant la force en intensité et en direction, est une quantité vectorielle.

Si q est positif et qu'une charge unité positive soit placée en A (*fig. 1*) elle sera soumise à une force mécanique X qui pourra être représentée en grandeur et en direction par le segment de droite AX .

Si la charge positive unité se déplace, il sera produit ou dépensé un certain travail. Si $r' > r$, l'énergie mécanique totale V dépensée par le champ électrique produit par q sur la charge $+1$ est positive et de valeur :

$$V = q \left(\frac{1}{r'} - \frac{1}{r} \right). \quad (3)$$

Si le point B est à l'infini, nous aurons

$$V_A = \frac{q}{r}. \quad (4)$$

Ainsi, le travail fourni par le système quand la charge $+1$ se meut du point A à une très grande distance, dépend seulement de la charge q et de la distance r entre A et q . C'est donc une propriété du point A qui est le *potentiel* en A, soit V_A . De plus, s'il existe d'autres charges aux environs, chacune exercera une force en A et le potentiel

total en A, somme des potentiels produits par les charges séparées, sera

$$V_A = \sum \frac{q}{r}. \quad (4')$$

Supposons que $V_A + dV_A$ représente le potentiel en un point voisin sur la ligne AX à une distance dn de A, mesurée sur AX. La différence de potentiel entre A et A' sera alors :

$$V_A - (V_A + dV_A),$$

par suite :

$$X = - \frac{dV}{dn}. \quad (5)$$

Cette relation, très importante et très utile, signifie que la force électrique se trouve toujours dans la direction du potentiel décroissant, et qu'en tous les points la force, quelle que soit la direction, est égale à la chute du potentiel dans cette direction.

Différence de potentiel. — L'équation (3) donnant la valeur de l'énergie dépensée quand la charge $+1$ se déplace de A vers B, exprime aussi la différence de potentiel entre les points A et B. Ainsi nous voyons que potentiel et différence de potentiel sont l'un et l'autre de même nature que le travail mécanique. Cette idée, fondamentale en électrostatique, est d'une telle importance que nous devons nous arrêter un moment pour l'étendre au cas plus ordinaire de l'énergie dans un circuit électrique quelconque. Elle constitue le lien entre la nature inconnue des phénomènes électriques et les expressions mécaniques (énergie, travail) que nous avons adoptées pour en exprimer les lois.

Si la charge $+1$ se déplace de A en B, le travail dépensé par le champ électrique est $V_A - V_B$. Si ce déplacement se fait en une seconde, le travail du système est $V_A - V_B$ par seconde. Si la charge est égale à Q, le travail par seconde est $Q(V_A - V_B)$. L'intensité du courant est le nombre d'unités de charge passant en un point quelconque du circuit par seconde. Ainsi, dans le cas ci-dessus, le travail dépensé par seconde ou *la puissance* sera $Q(V_A - V_B)$, dans lequel Q est le courant et $V_A - V_B$ la différence de potentiel. Nous n'avons pas à nous préoccuper de la nature de la cause produisant la différence de potentiel entre A et B. Par conséquent, si A et B sont les deux bornes d'une source quelconque et présentent une différence de potentiel constante, et si un conducteur permet l'écoulement de Q unités de charge par seconde de A à B, nous aurons tous les éléments

essentiels pour définir la nature de l'énergie circulant dans les circuits électrodynamiques en partant de la notion fondamentale de différence de potentiel.

Potential d'un conducteur. — A mesure que A (fig. 1) se rapproche de q, V_A augmente. Si q est distribué uniformément sur la surface d'une sphère de rayon ρ , le potentiel en un point de la surface de la sphère devient q/ρ et la sphère se trouve avoir un potentiel provenant

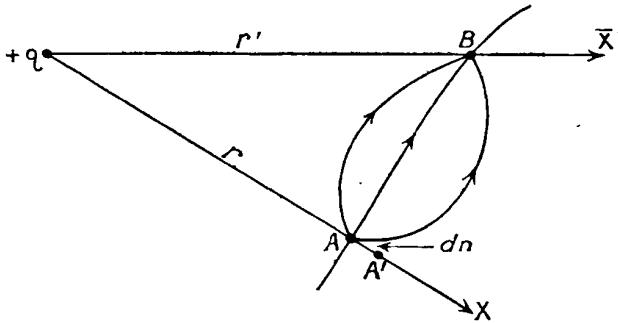


Fig. 1. — Détermination du potentiel électrique.

de sa propre charge. S'il existe d'autres conducteurs aux environs, chacun contribuera au potentiel de la sphère. C'est à-dire que le potentiel d'un conducteur chargé est dû non seulement à sa propre charge, mais aussi à l'influence d'une charge quelconque à proximité.

Induction électrostatique. — Tous les points d'un conducteur sur lequel les charges sont stationnaires sont nécessairement au même potentiel; considérons deux plateaux conducteurs parallèles (fig. 2). Supposons que le plateau supérieur soit à un potentiel constant V_1 et le plateau inférieur au potentiel $V_0 = 0$. Le potentiel de l'un ou de l'autre plateau est dû à l'influence combinée de sa propre charge et de celle de l'autre.

Le plateau V_1 avec sa charge positive, tend alors à augmenter le potentiel du plateau inférieur. Mais le plateau inférieur reste au potentiel zéro. Donc, pour compenser la tendance du plateau supérieur à augmenter le potentiel du plateau inférieur, une charge négative doit apparaître sur ce dernier. Cette charge négative doit évidemment augmenter à mesure que les plateaux se rapprochent. La tendance

correspondante de la charge négative du plateau inférieur à abaisser le potentiel du plateau supérieur est accompagnée d'une augmentation semblable de la charge du plateau supérieur. Ainsi, si l'on rapproche deux conducteurs de grande surface, les valeurs de leurs charges peuvent être très grandes, même si la différence de potentiel est petite.

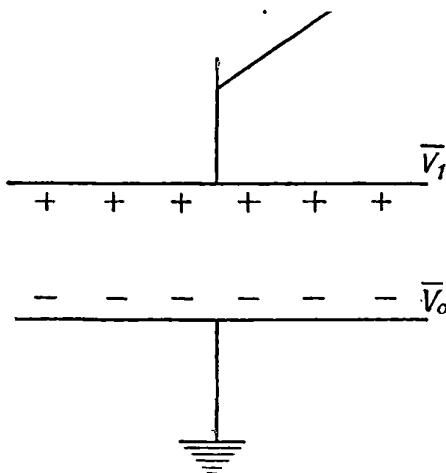


Fig. 2. — Induction électrostatique.

Cette disposition des conducteurs réalise ce qu'on appelle un condensateur et la charge de l'un ou de l'autre plateau résultant de leur différence de potentiel prise pour unité est la « capacité » du condensateur.

Pouvoir inducteur spécifique. — Nous devons maintenant introduire dans notre expression un facteur qui représentera l'influence d'un milieu diélectrique autre que l'air. CAVENDISH trouva que, si on introduit certaines matières entre les plateaux parallèles de la figure 2, on augmente la charge des plateaux. Ces matières sont appelées « diélectriques » et FARADAY a donné le nom de « pouvoir inducteur spécifique » à cette propriété.

Il le définit comme étant le rapport de la charge qui apparaît sur l'un des plateaux du condensateur lorsque le diélectrique est en place, à celle qui apparaît sur le même plateau quand l'air est seul interposé, la différence de potentiel restant la même dans les deux cas. Pour de nombreuses substances, à température constante, ce rapport est constant

pour une grande étendue de différence de potentiel et on le considère généralement comme une constante physique diélectrique.

Cette définition nous amène à une modification importante des lois de l'attraction électrostatique et du potentiel électrostatique.

Soient :

$$C = \frac{Q}{V},$$

la capacité d'un condensateur à air

$$C' = \frac{Q'}{V'},$$

la capacité du même condensateur contenant un diélectrique de pouvoir inducteur K ,

$$\frac{C'}{C} = K = \frac{Q'V}{QV'}.$$

Si $V = V'$, $Q' = KQ$ reproduisant la définition de K . Si $Q = Q'$:

$$V' = \frac{V}{K},$$

et nous voyons que si nous remplaçons l'air par un diélectrique K , une charge donnée peut être maintenue sur les plateaux à une différence de potentiel de $\frac{1}{K}$ fois seulement la valeur primitive. Plus généralement, si le milieu environnant un groupe donné de charges, est changé de manière que les pouvoirs inducteurs spécifiques avant et après changement soient K_1 et K_2 , les potentiels, les chutes de tension et les forces sont changés dans le rapport :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{F_2}{F_1} = \frac{K_1}{K_2}. \quad (6)$$

D'après ce principe, nous voyons maintenant que l'équation (1) peut être modifiée de manière à comprendre l'influence d'un milieu de pouvoir inducteur spécifique K en l'écrivant sous la forme

$$f = \frac{qq'}{Kr^2}, \quad (7)$$

Théorème de Gauss. — D'après l'équation (7), la force exercée à une distance r par une charge q est :

$$f = \frac{q}{Kr^2}.$$

Considérons une surface fermée contenant q et soit N la composante

normale dirigée vers l'extérieur, de la force émanée de q en un point quelconque P de la surface. Soit ds l'aire d'une petite portion de la surface en P (fig. 3).

$$Nds = \frac{q}{kr^2} \cos \theta ds,$$

$$\int \int KNds = 4\pi q. \quad (8)$$

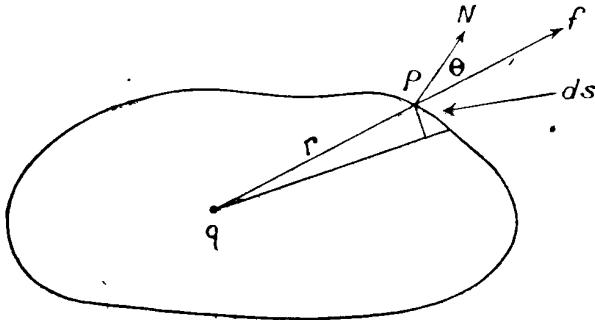


Fig. 3. — Théorème de Gauss.

Le produit kN sera l'induction normale à travers la surface au point P. Le théorème établit que la surface intégrale de l'induction normale vers l'extérieur sur toute l'étendue d'une surface fermée quelconque contenant la charge q est égale à $4\pi q$. Il est évident que s'il y a un nombre quelconque de charges à l'intérieur de la surface, le théorème s'élargit et devient :

$$\int \int KNds = 4\pi \sum q. \quad (9)$$

En choisissant judicieusement le lieu d'une surface de GAUSS, le théorème offre une méthode simple pour établir nombre de relations importantes. Nous passerons rapidement en revue quelques-unes d'entre elles, ayant présentes à l'esprit les conceptions familières de FARADAY sur les lignes de force, sur les tubes de force, sur l'induction électrostatique (KF), et sur les tubes d'induction, pour venir en aide à l'image que nous nous formons de ces problèmes.

a) *Tube de force.* — Choisissons, comme surface de Gauss, une portion de tube de force formée par ses côtés et par deux sections droites de surface S_1 et S_2 , et soient F_1 et F_2 les valeurs de la force électrique en S_1 et S_2 . La surface intégrale de la composante normale de la force

sur toute l'étendue de la surface sera : $F_2S_2 - F_1S_1$; il n'existe pas de force normale aux côtés du tube, car ces côtés sont limités partout par des lignes de force. De plus, comme il n'y a pas de charge à l'intérieur du tube de force, l'induction normale à travers la surface est nulle d'après le théorème de GAUSS, et $F_1S_1 = F_2S_2$ pour deux sections quelconques de tube de force dans l'air.

b) *Force électrique normale à une surface.* — Dans la figure 4, soit V_1 , un conducteur électrique portant une charge σ par centimètre carré.

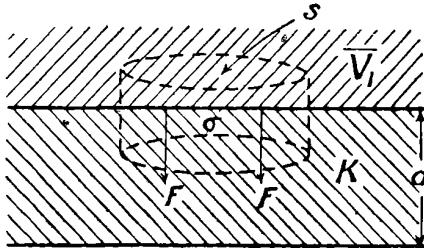


Fig. 4. — Force électromotrice normale à un conducteur.

Considérons une surface de Gauss de forme cylindrique avec les côtés du cylindre parallèles aux lignes de force, une extrémité du cylindre se trouvant dans le corps du conducteur et l'autre en dehors du conducteur et près de sa surface. La charge totale à l'intérieur du cylindre sera σS , S étant la section droite du cylindre. L'induction normale vers l'extérieur sera nulle sur la surface cylindrique et sur la section terminale à l'intérieur du conducteur, puisque les génératrices sont parallèles à la force électrique, et que cette force est nulle à l'intérieur du conducteur. Sur l'autre section terminale, l'intégrale de l'induction normale est la même que sur la surface V_1 . Et si F est la force électrique normale à la surface V_1 , nous aurons, d'après le théorème de Gauss :

$$\iint KN ds = KFS = 4\pi\sigma S$$

et

$$F = \frac{4\pi\sigma}{K}$$

sera la valeur de la force immédiatement à l'extérieur de la surface portant une charge σ par unité de surface. Evidemment, si le milieu adjacent est l'air, la force sera

$$4\pi\sigma.$$

c) De (b), nous déduisons aussitôt la *capacité entre deux plateaux parallèles* de surface S . Si les plateaux sont très larges, les lignes de force entre les plateaux sont parallèles entre elles, c'est-à-dire que la force électrique γ est uniforme. La figure 4 donnera

$$F = 4\pi \frac{\sigma}{K},$$

pour la région entière comprise entre les plateaux. D'où la différence de potentiel entre les plateaux :

$$V_1 - V_2 = Fd = 4\pi \frac{\sigma d}{K}.$$

La capacité C par centimètre carré des plateaux parallèles sera donnée par

$$C = \frac{\sigma}{V_1 - V_2} = \frac{K}{4\pi d}.$$

d) Supposons que nous ayons un *long conducteur cylindrique* tel qu'un câble à un conducteur, portant une charge q par unité de lon

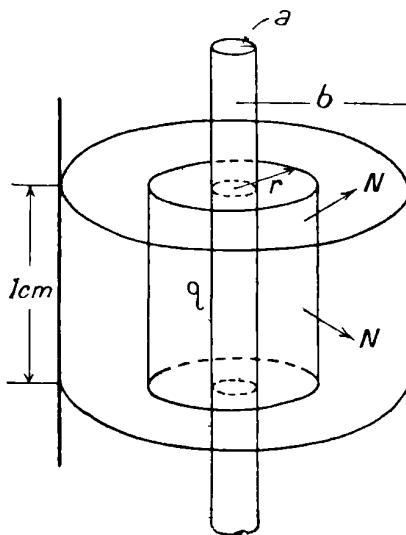


Fig. 5. — Chute de potentiel près d'un *conducteur cylindrique*.

gueur. Nous pouvons trouver la chute de tension en un point quelconque de la région entourant le conducteur, en choisissant une surface de Gauss cylindrique, de même axe que le conducteur et limitée par deux sections droites perpendiculaires à l'axe. Sur une telle surface de rayon r (fig. 5), il n'existe aucune force parallèle à l'axe du

conducteur et nous avons

$$\int \int KN ds = 2\pi rKN = 4\pi q,$$

d'où :

$$N = \frac{2q}{Kr}, \quad (10)$$

K représentant le pouvoir inducteur spécifique du milieu et N l'intensité électrique radiale à la distance r de l'axe.

e) Dans la figure 5, le cylindre intérieur a un rayon a , et il est entouré par un cylindre extérieur conducteur de rayon b . La différence de potentiel entre a et b est alors donnée par

$$V_a - V_b = \int_a^b N dr = \frac{2q}{K} \int_a^b \frac{dr}{r} = \frac{2q}{K} \log \frac{b}{a},$$

donc la capacité par unité de longueur des cylindres de même axe sera :

$$C = \frac{q}{V_a - V_b} = \frac{K}{2 \log \frac{b}{a}}. \quad (11)$$

L'équation (11) nous permet d'exprimer q en fonction de la différence de potentiel et de la capacité par unité de longueur. En substituant dans l'équation (10) nous obtenons l'effort électrique radial en un point quelconque du milieu entre le conducteur central et l'enveloppe extérieure.

$$N = \frac{V}{r \log \frac{b}{a}}. \quad (12)$$

L'application la plus importante de ces principes se trouve dans les câbles pour haute tension à un conducteur. La valeur de la chute de potentiel dans l'isolant de ces câbles a une influence importante sur leur durée.

L'équation (12) montre que si b est constant, la valeur de la chute de tension à la distance r de l'axe du conducteur est indépendante du pouvoir inducteur spécifique, et augmente d'une manière continue en allant du conducteur extérieur à la surface du conducteur intérieur. La valeur de la chute de tension maximum à la surface du conducteur intérieur dépend du rapport $b : a$ et on peut aussitôt voir qu'il est minimum pour $b = 2,73 a$.

· · *Conditions limites.* — Souvent dans la pratique, lignes de force et tubes d'induction passent d'un diélectrique à un autre. Il est donc

important de connaître la disposition du champ. Nous considérerons d'abord le cas où le champ est parallèle à la surface de séparation, puis celui où il lui est normal.

a) *Champ parallèle à la surface de séparation :*

Soient K_1 et K_2 , fig. 6, les constantes diélectriques des deux milieux et F_1 , F_2 les champs respectifs dans chacun d'eux. Traçons deux surfaces équipotentiellles A et B à travers la surface de séparation et à une

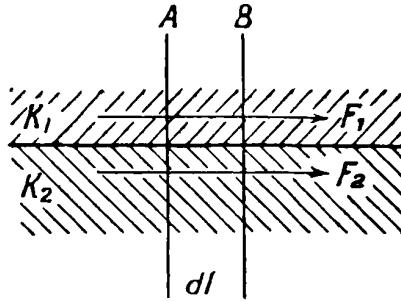


Fig. 6. — Champ tangentiel à la surface de séparation de deux diélectriques.

distance infinitésimale dl l'une de l'autre. A et B seront parallèles entre elles et la différence de potentiel $V_A - V_B$ sera $F_1 dl$ pour le premier milieu et $F_2 dl$ pour le second. Puisqu'elle est la même, $F_1 = F_2$ et notre première condition limite est l'égalité des composantes tangentielles du champ électrique des deux côtés de la surface de séparation.

b) *Champ normal à la surface de séparation.* — Dans ce cas, nous

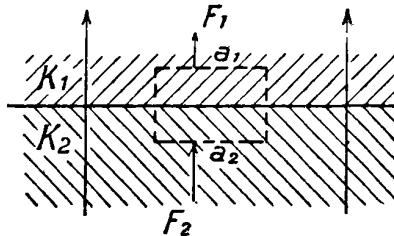


Fig. 7. — Champ normal à la surface de séparation de deux diélectriques.

prendrons une petite surface cylindrique fermée, avec deux sections parallèles et les génératrices normales à la surface de séparation, et nous

appliquerons le théorème de GAUSS à cette surface, nous rappelant qu'il n'y a pas de charge sur la surface de séparation. (Fig. 7 .

$$\iint N ds = K_1 F_1 a_1 - K_2 F_2 a_2 = 4\pi q = 0.$$

D'où, puisque $a_1 = a_2$ nous aurons :

$$K_1 F_1 = K_2 F_2$$

Donc la seconde condition limite sera que, en un point quelconque de la surface de séparation, la composante normale d'induction est la même dans les deux milieux.

Imaginons à présent que les deux champs en question soient superposés, chacun produira une composante du champ électrique en un point quelconque indépendamment de l'autre. Comme les composantes parallèles à la surface sont égales et que les composantes perpendiculaires ne le sont pas, les lignes de forces et les tubes d'induction

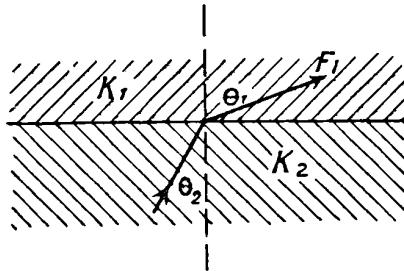


Fig. 8. — Champ résultant à la surface de séparation de deux diélectriques.

qui en résultent seront courbés ou réfractés en traversant la surface de séparation. Le champ résultant sera donné par la fig. 8 dans laquelle les deux conditions limites sont

$$\begin{aligned} F_1 \sin \theta_1 &= F_2 \sin \theta_2 \\ K_1 F_1 \cos \theta_1 &= K_2 F_2 \cos \theta_2. \end{aligned}$$

D'où nous tirons :

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \theta_2} = \frac{K_1}{K_2}. \quad (13)$$

Et puisque les composantes ont la même direction dans chaque milieu, les forces F_1 , F_2 , sont dans le même plan normal à la surface de séparation.

Développant l'égalité ci-dessus, considérons un petit tube de force passant à travers la surface de séparation des deux milieux K_1 et K_2 et interceptant sur cette surface une portion s . Soient s_1 et s_2 les deux sections droites du tube de chaque côté de la surface de sépa-

ration ; d'après l'égalité ci-dessus, nous aurons :

$$\begin{aligned} s_1 &= s \cos \theta_1 \\ s_2 &= s \cos \theta_2 \\ \text{D'où} \quad K_1 F_1 s_1 &= K_2 F_2 s_2 \end{aligned} \quad (14)$$

La formule (14) montre que dans toute la longueur d'un tube d'induction, la valeur du produit de l'induction, KF , par la surface de la section du tube est constante. Cette constante est déterminée par la charge d'où part le tube, comme il suit :

Faisons partir le tube de la portion s de surface du conducteur et soit σ la densité superficielle de la charge. L'intensité électrique immédiatement en dehors de s sera

$$F = \frac{4\pi\sigma}{K}$$

D'où nous tirerons, q étant la charge totale de s ,

$$KF s = 4\pi\sigma s = 4\pi q \quad (15)$$

Par une simple application du théorème de GAUSS on peut démontrer que le tube d'induction commence et finit par des charges égales et opposées.

D'après ce qui précède, on peut voir aussitôt qu'une surface équipotentielle quelconque dans le champ électrique peut être remplacée par une feuille conductrice si la densité de la charge de surface à tous les points de la feuille est donnée par la relation $KFs = \text{constante} = 4\pi\sigma s$. Ceci est le théorème de GREEN.

Énergie dans le milieu. — Si nous appliquons le théorème de GREEN à un certain nombre de sections droites d'un tube d'induction, nous pouvons imaginer le tube composé d'un certain nombre de condensateurs réunis en série. L'énergie de la charge d'un condensateur est :

$$\frac{1}{2} q(V_1 - V_2)$$

où q représente la charge sur l'un et l'autre plateau. Comme q est le même pour tous les condensateurs qui forment notre tube d'induction, nous trouvons que l'énergie totale est distribuée le long du tube en quantités qui sont proportionnelles aux différences de potentiel entre les sections successives.

Considérons un élément de longueur dn du tube de section s . L'énergie dans la longueur dn sera ;

$$-\frac{1}{2} q \frac{dV}{dn} dn = \frac{1}{2} q F dn$$

mais

$$KF_s = 4\pi q$$

donc l'énergie w dans le volume sdn sera :

$$w = \frac{KF_s^2}{8\pi} dn$$

et l'énergie W par centimètre cube sera : $W = \frac{KF^2}{8\pi}$ (16)

Déplacement diélectrique. — Dans l'exposé précédent, nous avons développé nos idées sur la force électrique et l'induction électrostatique en analysant les phénomènes qui se produisent dans l'air. Ces phénomènes se produisent également bien dans le vide. Ce sont des exemples aussi parfaits que nous les pouvons concevoir d'action à distance. L'idée d'action à distance répugnait à FARADAY, et ceci nous explique sa proposition, à savoir que l'action électrique se produit point par point à travers le milieu. Mais, comme les forces électriques se manifestent en espace vide, MAXWELL reconnut que l'éther doit posséder des propriétés permettant la propagation des forces électriques. Il se représenta alors un éther élastique tendu sous l'action de la force électrique. Il supposa que le déplacement était proportionnel à la tension. En admettant cette manière de voir, une difficulté se présente lorsqu'on essaie de mettre d'accord le point de vue ci-dessus et la manière dont se comportent les diélectriques solides. Nous avons vu que l'introduction d'un diélectrique solide dans un champ électrique augmente la charge des conducteurs si ces derniers sont maintenus à un potentiel constant, ou diminue les potentiels et les forces entre les conducteurs si leurs charges restent constantes. MAXWELL explique ces phénomènes en admettant que l'éther est le milieu de translation des forces électriques, mais que les propriétés élastiques de l'éther changent en présence de la matière. D'après lui, la présence d'un diélectrique dans un champ électrique diminue la force élastique de l'éther, permettant un plus grand déplacement sous une force donnée. De plus, le déplacement total est toujours proportionnel à l'intensité du champ électrique et au pouvoir inducteur spécifique k .

Nous pouvons donc imaginer, d'après MAXWELL, que chaque tube d'induction est dans un état de tension électrique résultant de la présence de charges égales et opposées aux deux extrémités. Dans le tube tout entier, en tous les points, des charges positives et négatives sont « déplacées » l'une par rapport à l'autre. La valeur numérique de ce déplacement est basée sur la relation $KFs = 4\pi q$, laquelle,

comme nous l'avons déjà vu, a une valeur constante dans toute la longueur du tube d'induction. MAXWELL définit le déplacement diélectrique en un point quelconque comme égal à la charge déplacée par centimètre carré et comme normal au tube d'induction.

D'après la formule (15) le déplacement sera

$$D = \frac{q}{s} = \frac{KF}{4\pi} \quad (17)$$

Poussant plus loin. MAXWELL fit remarquer que toute variation dans le temps de l'intensité du champ électrique était accompagnée d'un changement correspondant dans le déplacement, et que ce changement dans le déplacement constitue un courant dans le diélectrique. De plus, il admet que ce courant de déplacement a le même effet magnétique qu'aurait un courant égal dans un conducteur. Il est inutile de suivre MAXWELL dans le développement de ses équations classiques sur le champ électromagnétique, puisqu'elles n'ont pas à intervenir pour l'étude des manifestations électriques qui se produisent dans les matières isolantes. Nous mentionnerons néanmoins en passant, que MAXWELL a reconnu que la plupart des diélectriques possèdent une conductibilité électrique. Il tient sérieusement compte de ce fait dans ses discussions sur les diélectriques, comme nous le verrons.

Polarisation diélectrique. — De nombreux auteurs et chercheurs ont difficilement admis l'idée de MAXWELL, à savoir que l'éther est le siège de phénomènes électriques et que ses propriétés sont affectées par la présence de la matière. Conséquemment, ils ont préféré séparer l'influence de l'éther de celle de la matière. Selon leur point de vue, la force électrique se propage dans l'éther. Lorsqu'un diélectrique est placé dans un tel champ de force, les charges positives et négatives contenues dans les dernières particules du milieu (molécules ou atomes), changent de positions relatives par quantités définies et proportionnelles à l'intensité du champ électrique. On admet que le diélectrique se polarise à peu près de la même façon que la matière magnétique se polarise sous l'action du champ magnétique. Il en résulte que des charges de surface de signes contraires apparaissent sur la face opposée des diélectriques, tout à fait comme les pôles apparaissent sur les matières magnétiques.

Il y a beaucoup à dire en faveur de cette opinion. Elle permet de séparer l'influence de l'éther de celle des diélectriques et de lui attri-

buer des propriétés définies. Si tous les diélectriques étaient des diélectriques parfaits, il n'y aurait aucun avantage spécial à introduire l'idée de polarisation, parce que, dans cette sorte de diélectriques, la polarisation se présente seulement lorsque la force électrique agit, disparaissant aussitôt que la force cesse d'exister. Nous verrons, néanmoins, lorsque nous étudierons les propriétés anormales des diélectriques, qu'il y a des cas importants où la polarisation d'un diélectrique persiste après que la force électrique a disparu. Certains chercheurs qui se sont occupés de ces propriétés anormales, ont préféré les traiter sous le nom de polarisation.

En regard de ces deux points de vue différents, il devient nécessaire de mentionner la relation entre le déplacement D de MAXWELL et la polarisation I . On dit généralement que la polarisation est proportionnelle au produit de l'intensité du champ électrique F par une constante de la matière, k , appelée « susceptibilité diélectrique ». Sa relation avec le déplacement est obtenue en notant que le déplacement total doit être égal au déplacement dans l'éther, augmenté de la polarisation du milieu. Nous avons ainsi, pour un centimètre carré normal au tube d'induction,

$$D = \frac{KF}{4\pi} = \frac{F}{4\pi} + kF, \quad (18)$$

et par conséquent

$$K = 1 + 4\pi k, \quad (19)$$

ce qui donne la relation entre le pouvoir inducteur spécifique et la susceptibilité diélectrique. On voit que l'équation est identique à celle du phénomène correspondant en magnétisme.

Il est intéressant de noter, en passant, que l'idée d'une polarisation de la matière diélectrique est d'accord avec les données des recherches de la physique moderne, en ce qui concerne la nature de la structure intime de la matière. Nous savons que les atomes de toute matière contiennent des électrons ou charges négatives, et que ceux-ci sont en mouvement. Il est donc facile de se représenter un mouvement de ces charges, sous un champ électrique externe, de manière que l'atome soit placé dans des conditions de polarisation. On rencontrera quelques difficultés si nous nous rappelons que les électrons sont animés d'un mouvement rapide dans des orbites fermées. Ceci veut dire qu'une polarisation de l'atome signifierait une déformation ou un allongement de l'orbite des électrons, de manière que, en somme, la position moyenne de tous les électrons serait déplacée loin de celle

du noyau positif. On a représenté l'atome de différentes manières, sans faire mention du mouvement des électrons dans l'orbite. En fait, quelques auteurs ont représenté l'électron dans des conditions de stabilité à l'intérieur de l'atome. Néanmoins, la présence de l'électron est certaine. Et c'est là un fait suffisant pour tenir compte de la polarisation. Malheureusement, la physique moderne a prêté peu d'attention à la question de la nature du pouvoir inducteur spécifique et aux propriétés anormales des diélectriques que nous allons maintenant discuter. Néanmoins, ceux qui s'en sont occupés représentent toujours la polarisation comme étant due à un déplacement de l'électron loin de la position normale ou de l'orbite normale, tels qu'ils existent dans l'atome neutre.

Il est évident que nous avons discuté le développement du champ électro-statique dans une esquisse aussi brève que possible. Les relations élémentaires que nous en avons déduites suffisent, néanmoins, pour nous permettre de discuter la distribution de la tension électrique et de l'induction électrique, pratiquement, dans presque tous les cas qui se présentent pour le calcul, l'épreuve et l'action des diélectriques tels qu'on les utilise dans l'isolation électrique.



CHAPITRE II

PROPRIÉTÉS NORMALES ET ANORMALES DES DIÉLECTRIQUES

1° PROPRIÉTÉS NORMALES DES DIÉLECTRIQUES.

Les faits saillants de la théorie élémentaire des propriétés des diélectriques esquissée dans la conférence précédente, sont :

a) L'idée de polarisation continue du milieu diélectrique proposée par FARADAY.

b) La reprise de cette idée par MAXWELL et son application au déplacement diélectrique.

c) Le développement élémentaire des relations entre la force électrique, le potentiel, la charge, le déplacement et la polarisation.

L'exposé ainsi conçu suppose que dans des conditions extérieures constantes, la valeur de la susceptibilité diélectrique (k) et du pouvoir inductif spécifique (K) de la substance diélectrique, sont constants, c'est-à-dire que la polarisation et le déplacement sont rigoureusement proportionnels à l'intensité du champ électrique. Cette opinion est aujourd'hui largement admise. Elle est adoptée pour tous les traités de théorie physique d'électricité et de magnétisme, si l'on en excepte quelques-uns d'un genre plus avancé. Elle définit complètement les propriétés des diélectriques parfaits. Elle est tout à fait suffisante pour le calcul précis de la distribution de l'intensité électrique et du déplacement diélectrique dans tous les cas où le champ électrique a une valeur constante pour une longue durée de temps.

Par exemple, les principes simples exposés dans la première conférence peuvent servir à calculer : les capacités dans tous les types de condensateurs, la chute de tension dans les câbles souterrains de haute tension, la contrainte dans toutes les formes d'isolation de haute tension, etc.

2° PROPRIÉTÉS ANORMALES DES DIÉLECTRIQUES.

Néanmoins, on a reconnu depuis longtemps que ces suppositions et relations simples sont insuffisantes pour tenir compte de toutes les manifestations des phénomènes diélectriques. Par exemple, beaucoup de diélectriques possèdent une conductibilité électrique, et cette conductibilité est sujette à de grandes variations. Beaucoup de condensateurs n'atteignent leur limite de charge qu'après avoir subi pendant un certain temps l'application de la tension, et demandent un certain temps pour se décharger pendant un court circuit. Des diélectriques soumis à une tension alternative, absorbent de l'énergie et révèlent un facteur de puissance beaucoup plus grand que celui pouvant résulter de leur conductibilité. Les diélectriques liquides possèdent tous ces caractères. Les lois qui les gouvernent sont très irrégulières et peu comprises.

Comme la théorie des diélectriques parfaits ne tient pas compte de ces propriétés, on leur a donné le nom de « propriétés anormales » des diélectriques. De plus, on en parle rarement dans les traités et ils se trouvent seulement dans ceux d'un genre plus complet, comme ceux de WINKELMAN, de GRAETZ et de votre compatriote M. le professeur BOUSSE. La raison en est probablement que les propriétés anormales sont rares et de peu d'importance. Pendant longtemps ce jugement a pu paraître naturel parce que ces propriétés semblent n'avoir que peu d'importance dans les applications pratiques des diélectriques. Mais, depuis l'énorme extension prise par l'industrie électrique dans ces dernières années et la grande variété de formes sous lesquelles les diélectriques sont utilisés pour l'isolation, on a vite reconnu que dans ces cas particuliers ces propriétés anormales sont peut-être les plus importantes de toutes, à cause des limites qu'elles imposent à l'action isolatrice. Deux exemples serviront à le démontrer et en même temps à mettre en relief les deux propriétés les plus anormales.

Absorption diélectrique. — Le premier exemple est le phénomène d'absorption diélectrique, ou viscosité diélectrique. C'est en vertu de cette propriété qu'un condensateur, sous l'effet d'une différence de potentiel continue, n'atteint pas sa limite de charge instantanément. La charge continue à arriver dans le condensateur pendant un laps de temps parfois assez long. De plus, pendant les courts circuits, le

condensateur ne se décharge pas instantanément. Il faut du temps pour que la charge s'échappe complètement. Après un court circuit, le condensateur peut accumuler un résidu considérable de charge.

L'absorption diélectrique fut reconnue dès les premiers essais d'électrostatique. La bouteille de LEYDE de 1746, était surtout remarquable par la manifestation des résidus de charge. Benjamin FRANKLIN en a fait une description assez détaillée dans ses expériences de 1748. Par conséquent FARADAY et MAXWELL ont connu ce phénomène. En fait, comme nous le savons, MAXWELL nous instruit du premier essai qui ait été fait pour expliquer le phénomène d'absorption. Nous étudierons cette théorie en détail. Elle n'est pas entièrement satisfaisante et, depuis l'époque de MAXWELL, beaucoup d'études ont été faites sur les propriétés de l'absorption. La plupart l'ont été par des physiciens et pendant longtemps l'absorption a été considérée seulement comme une anomalie intéressante des propriétés des diélectriques, intéressante surtout par son rôle dans les théories sur la nature des manifestations diélectriques. Dans ces dernières années l'absorption a pris de l'importance en raison de ses effets sur l'action des isolants employés pour les câbles télégraphiques et téléphoniques. Dans ce cas, c'est une cause d'atténuation et de perte d'énergie, ce qui nuit à la clarté des signaux et de la parole, et réduit la distance de transmission. Bien que des perfectionnements y aient été apportés, cette cause de dérangement a persisté dans toutes les lignes de communications, même les plus récentes. Une autre manifestation de l'absorption des diélectriques se rencontre dans le calcul de la résistance de tous les types d'isolants. Comme on le sait, un temps considérable s'écoule avant que le courant n'arrive à une valeur constante sous l'effet d'une tension continue et, en conséquence, il faut tenir compte, dans le calcul, de l'intervalle de temps qui s'écoule entre le moment où l'on applique la tension et celui où on lit l'ampèremètre.

Pertes diélectriques. — Le deuxième phénomène anormal remarquable dans les manifestations diélectriques, est la perte d'énergie dans les diélectriques solides assujettis à des tensions électriques alternatives. Cette perte fut remarquée par SIEMENS en 1864, lorsqu'il tenta de se servir de condensateurs dans des circuits alternatifs. Cette perte est beaucoup plus grande que celle qui est due

à la conductibilité du diélectrique. Elle chauffe la masse même de l'isolant pour haute tension, augmentant ainsi sa conductibilité, et finit souvent par déterminer une rupture. La nature de cette perte n'est pas très connue. Pendant un temps, on la considérait comme une hystérèse moléculaire de même nature que celle des substances magnétiques. Cette opinion est encore admise. Nous verrons néanmoins qu'elle soulève de nombreuses objections.

Nous nous proposons dans ce qui va suivre, d'exposer : (a) les manifestations visibles et les observations expérimentales du phénomène de l'absorption diélectrique ; (b) les théories principales qui ont été avancées pour l'expliquer ; (c) les phénomènes de pertes diélectriques ; de démontrer qu'elles sont dues, pour une grande part à l'absorption diélectrique et que ces deux propriétés analogues sont dues probablement aux mêmes causes ; de discuter la manière dont se comportent les formes d'isolants pour haute tension les plus en évidence, à la lumière de nos connaissances actuelles sur l'absorption et la perte diélectriques.

A. — ABSORPTION DIÉLECTRIQUE

Description et définition.

Nous pouvons facilement décrire le phénomène d'absorption diélectrique et autres propriétés connexes des diélectriques, en employant comme exemple un simple condensateur, à plateaux parallèles. Selon la théorie fondamentale, d'après laquelle un diélectrique est considéré comme capable de polarisation, mais dépourvu de toute conductibilité, si une différence de potentiel constante E_0 est appliquée en un temps $t = 0$ aux bornes du condensateur, un « courant normal de charge » $i_1(t)$ s'écoule dans le circuit et varie avec le temps. La variation de temps de ce « courant normal de charge » peut être déterminée expérimentalement, ou peut être calculée à l'aide de l'équation différentielle bien connue

$$L \frac{d^2 i_1}{dt^2} + R \frac{di_1}{dt} + \frac{i_1}{C} = 0. \quad (1)$$

L et R étant respectivement la self-inductance et la résistance du circuit extérieur et C la capacité du condensateur, calculée d'après ses dimensions et le pouvoir inducteur spécifique du diélectrique. La

solution de l'équation montre que $i_1(t)$ est une fonction, ou périodique à amplitude décroissante, ou décroissant jusqu'à zéro avec une amplitude apériodique, d'après les relations bien connues entre L, R et C. Vu les petites valeurs ordinaires de L et R, il en résulte toujours que l'opération de charge normale se termine pratiquement après une petite fraction de seconde.

Il n'existe probablement pas de diélectriques ou d'isolant qui soit entièrement dépourvus de conductibilité. MAXWELL l'avait reconnu et on sait que ses équations générales du champ électro-magnétique renferment les termes de courant de conduction et de courant de déplacement. Il déclare que la conductibilité et le déplacement diélectrique se produisent simultanément et comme s'ils étaient parallèles. Les courants de conduction et de déplacement sont superposés et combinés. Nous devons donc étendre notre définition d'un diélectrique normal pour y comprendre la propriété de conductibilité et dans le cas ci-dessus d'un condensateur à plateaux parallèles, nous devons noter le courant de conduction i_c ajouté au courant de charge $i_1(t)$. La valeur de i_c sera déterminée par la valeur instantanée de la différence de potentiel sur les plateaux du condensateur et par les dimensions et la conductibilité spécifique du diélectrique. Ceci posé, lorsque le condensateur est déchargé par un court circuit, la différence de potentiel à ses extrémités est nulle et il n'y a pas de courant de conduction dans le diélectrique. Ainsi, le courant normal de décharge i_2 est le courant de déplacement dans le diélectrique et suit les mêmes lois que i_1 mais il est de direction opposée, c'est-à-dire $i_2(t) = -i_1(t)$. Nous verrons plus bas qu'il y a quelques difficultés à donner une valeur définitive aux conductibilités de nombreux diélectriques, et que par conséquent, i_c peut ne pas obéir aux simples lois de conduction. Nous discuterons ce point ultérieurement.

La présence de la conductibilité dans le diélectrique, nous permet cependant de calculer théoriquement la variation des courants de charge et de décharge d'un condensateur normal. Car nous avons ajouté seulement un terme de résistance, cette résistance étant montée parallèlement au condensateur. Cependant lorsque nous en venons à l'observation expérimentale, nous constatons qu'elle fait rarement retrouver le résultat théorique. Cela n'arrive guère que pour les condensateurs ayant l'air ou un gaz comme diélectriques. Dans le cas des diélectriques fluides ou solides, nous trouvons des divergences marquées avec la théorie. Les courants de charge et de

décharge non seulement montrent la diminution rapide demandée par l'équation, finissant dans un court intervalle de temps, mais encore ces courants persistent comme soit disant *courants résiduels*, dans certains cas pendant des jours et même pendant des mois. Les courants de charge et de décharge dus aux changements dans le déplacement des diélectriques, doivent s'épuiser dans des intervalles de temps extrêmement courts. Dans les expériences, néanmoins, on trouve que ces courants se fondent dans les courants résiduels relativement beaucoup plus petits et qui diminuent plus lentement. HOPKINSON a trouvé que, pour un condensateur en flint-glass, 97 pour cent de sa charge totale s'était déchargée en 0,000059 secondes et il dit que Sir William THOMSON avait trouvé un résultat semblable. En se basant sur des expériences de cette nature, on admet maintenant généralement qu'un condensateur a une capacité constante et ses diélectriques une constante diélectrique définie, pour chaque bref intervalle initial de charge et de décharge. On appelle généralement cette capacité, capacité géométrique du condensateur. Ainsi, dans les diélectriques qui possèdent des courants de charge et de décharge résiduels comme il a été dit plus haut, la constante diélectrique correspondant à une charge rapide a une valeur définie, bien que les courants résiduels puissent montrer de grandes variations parmi plusieurs échantillons de même substance. Nous verrons plus loin que, dans le cas de charges alternatives, la capacité apparente d'un condensateur quand la fréquence croît, tend vers la capacité géométrique comme valeur limite.

Les courants résiduels ou anormaux apparaissent durant l'opération de charge et de décharge. Nous les désignerons par $i'_1(t)$ et $i'_2(t)$ respectivement. Les courants totaux de charge et de décharge seront alors donnés par

$$\begin{aligned} I_1(t) &= i'_1(t) + i_y + i'_1(t), \\ I_2(t) &= i'_2(t) + i'_2(t). \end{aligned} \quad (2)$$

Pour beaucoup de diélectriques, la simple relation $i'_1(t) = -i'_2(t)$ est bonne. C'est-à-dire que, comme grandeur et comme forme de la fonction du temps, les courants anormaux de charge et de décharge sont identiques. D'un autre côté, il y a des cas où cette identité n'existe pas, le courant anormal de charge étant supérieur au courant de décharge. En conséquence, Von SCHWEIDLER distingue deux types de courants anormaux :

- a) Le *courant anormal irréversible* et dans ce cas $i'_2(t)$ disparaît et
- b) Le *courant anormal réversible* auquel cas nous avons la relation

$i_2(t) = i_1'(t)$ comme dans le cas du courant de déplacement normal.

On rencontre généralement, dans le cas d'isolement électrique, les deux types de courants anormaux. Différentes substances montrent plusieurs types de courants normaux et anormaux de différentes valeurs. GRANIER a proposé une classification différente des diélectriques d'après la manière dont ils se comportent à la décharge, comme suit :

a) Diélectriques qui déchargent leur charge totale instantanément.
Exemple : air, soufre.

b) Diélectriques qui déchargent leur charge totale pendant une certaine période de temps. Exemple : certaines variétés de mica et d'ébonite.

c) Diélectriques qui, en se déchargeant, n'abandonnent qu'une partie de la charge qu'ils avaient absorbée en se chargeant.

Cette classification n'appuie pas sur le fait que la conductibilité dans les diélectriques est de deux sortes, une qui est mieux observée dans les liquides, et aussi dans certains solides qui n'obéissent pas à la loi d'Ohm et l'autre qu'on trouve seulement dans les solides obéissant à la loi d'Ohm. Avec cette addition, la classification est d'accord avec celle de SCHWEIDLER. Apparemment, il n'y a que peu de diélectriques, s'il en existe, possédant de la conductibilité sans effets résiduels.

D'après ce que nous venons de voir, nous pouvons revenir à notre condensateur élémentaire avec diélectrique solide. Lorsqu'une tension continue est appliquée, nous avons trois composantes de courant : $i_1(t)$ représentant la charge de la capacité géométrique ; le courant de conduction i_g qui peut ou non obéir à la loi d'Ohm ; et un courant d'absorption anormal, lentement déclinant, ou courant résiduel : $i_1'(t)$. Si ce courant anormal $i_1'(t)$ est tout entier du type réversible, il emmagasine la charge totale du condensateur :

$$Q_1 = \int_0^t i_1'(t) \cdot dt,$$

qui peut être complètement récupérée pendant un court circuit de longue durée du condensateur. Si cependant, le condensateur est déchargé pendant un court circuit de brève durée et alors laissé ouvert, une partie de la charge emmagasinée Q_1 peut faire naître une différence de potentiel entre les plateaux. Une décharge *résiduelle* additionnelle peut être ainsi obtenue. En pareil cas, si la décharge totale est égale à la décharge primitive, c'est-à-dire si $Q_2 = Q_1$, la

charge totale est réversible et $i_1'(t)$ le courant de charge s'appelle le *courant d'absorption réversible*.

Dans les diélectriques liquides, il y a aussi un courant résiduel de charge diminuant de façon continue, du type $i_1'(t)$. Ce courant, en général, n'obéit pas aux mêmes lois que dans le cas des solides. Dans presque tous les cas semblables, il n'existe pas de courant de décharge correspondant, $i_1'(t)$. Dans des cas semblables nous désignons par $i_1'(t)$ le *courant d'absorption irréversible*.

Absorption diélectrique observée.

Courant d'absorption réversible. — C'est le courant d'absorption observé communément dans les meilleurs et les plus purs isolants

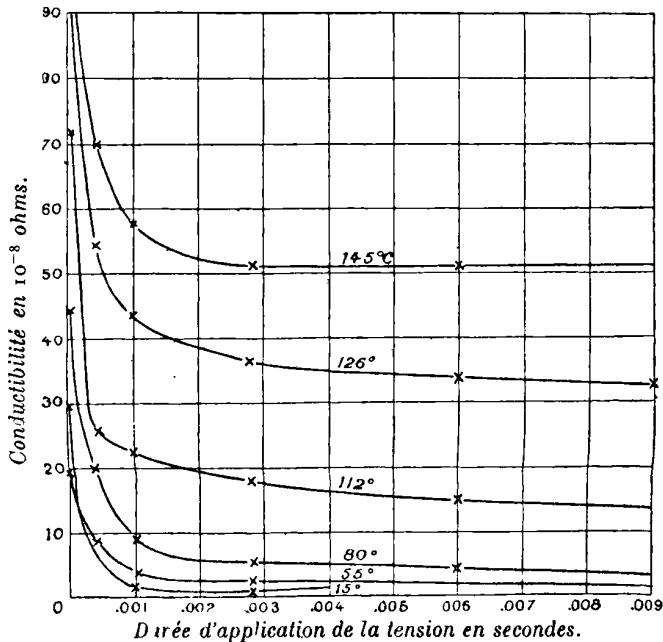


Fig. 9. — Absorption diélectrique dans le verre (Hopkinson).

solides. On en possède une bonne preuve expérimentale en ce que les courbes des courants de charge et de décharge ont la même forme. C'est-à-dire que, dans l'équation (2) $i_1'(t) = i_2'(t)$. On peut dire que les premières études systématiques dignes de foi sur le mode de variation du courant d'absorption, ont été faites par KOHLRAUSCH en 1854.

Elles reçurent une grande impulsion après les expériences de Sr. John HOPKINSON pendant la période 1876-1879. HOPKINSON semble avoir profité des données de MAXWELL (bibliographie n° 19). Comme nous l'avons vu, MAXWELL était lui-même profondément intéressé par les phénomènes des diélectriques et il s'est étendu longuement sur ce sujet.

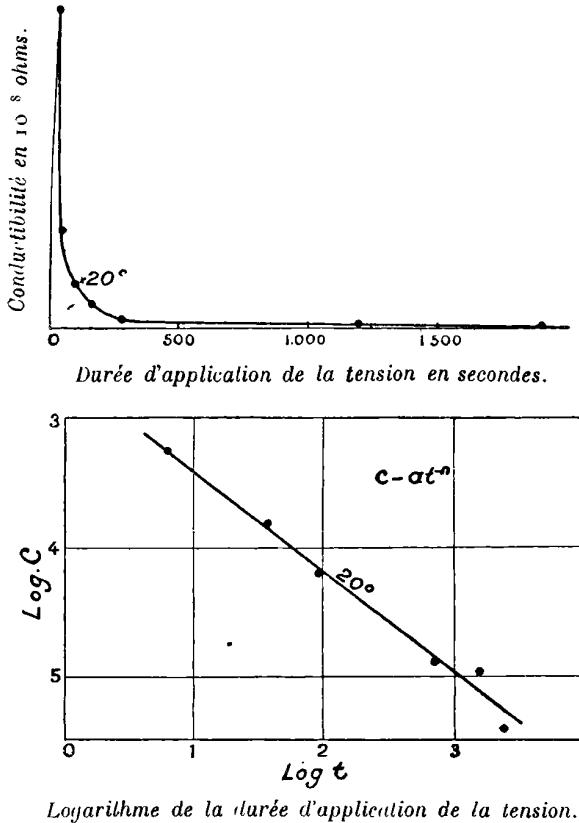


Fig. 10. Absorption diélectrique dans le mica. (Curie).

Les figures 9, 10 et 11 représentent les courbes des courants d'absorption empruntées aux travaux de HOPKINSON et de J. CURIE. et une autre prise par l'auteur sur un isolant composite, fait de matériaux de choix.

Sur chacune, nous voyons la courbe caractéristique du courant d'absorption réversible. Sa valeur est d'abord très grande, puis décroît rapidement, puis plus lentement, puis tend éventuellement d'une manière asymptotique vers une valeur finale constante. La forme de la courbe suggère aussitôt, ou bien une relation loga-

rithmique négative ou une relation exponentielle négative entre le courant et le temps. Ces deux sortes de relations ont été, en effet, mises en évidence par l'analyse des courbes d'expériences.

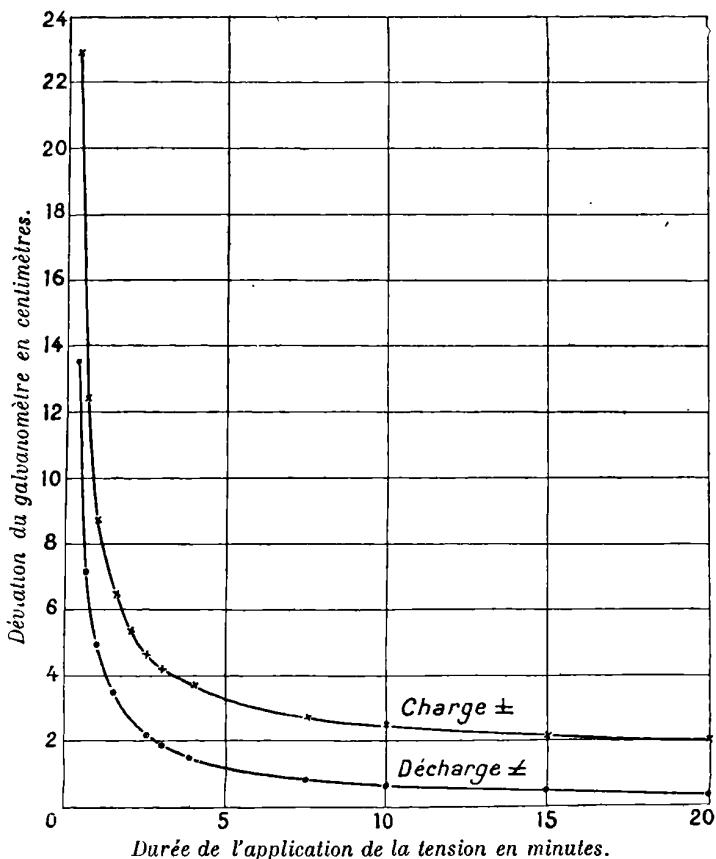


Fig. 11. — Absorption diélectrique dans un isolant composite. (Whitehead).

KOHLRAUSCH, HOPKINSON, GIESE, J. CURIE, SCHWEIDLER, SHUDDENAGEN, JORDAN, TANK et d'autres, ont découvert que la variation en fonction du temps, du courant d'absorption réversible pouvait être exprimée avec un degré d'approximation suffisante par la formule empirique :

$$i_1'(t) = at^{-m}. \quad (3)$$

D'autres ont trouvé que les formules suivantes étaient plus conformes à leurs observations : D'après J. CURIE, MALCLES, WAGNER, STEINMETZ :

$$i_1' = ae^{-bt^n}. \quad (4)$$

D'après J. CURIE, VON SCHWEIDLER, H. A. WILSON :

$$i_1'(t) = \frac{a}{1 + bt}. \quad (5)$$

D'après TROUTON et RUSS :

$$i_1'(t) = \frac{a}{b + t} c. \quad (6)$$

D'après FLEMING, DYKE, THORNTON :

$$i_1'(t) = ae^{-bt} + c. \quad (7)$$

Parmi ces diverses formules, (3) semble, en un seul terme, exprimer, mieux que les autres, les résultats de l'expérience. D'un autre côté, on a souvent observé qu'en prenant la somme de plusieurs termes de la forme de l'équation (4), dans lesquels $n = 1$ et en prenant d'autres constantes de valeurs différentes, on peut trouver une expression s'accordant avec n'importe quelle série d'observations (HOPKINSON, SCHWEIDLER, WAGNER, STEINMETZ).

On trouverait sans doute un résultat semblable en se servant de la formule (3). Lorsqu'on n'a besoin que d'une seule expression en discutant le point de vue théorique, on se sert des formules 3, 4 et 5 (TANK, BOUASSE), quelquefois avec deux ou trois termes, rarement davantage. La théorie de l'absorption diélectrique de MAXWELL explique la relation exponentielle de la formule (4) et cette dernière est généralement adoptée par les partisans de la théorie de MAXWELL. Plusieurs observateurs (FLEMING et DYKE, THORNTON, SCHREIBER), ont noté que la courbe du courant de charge présente une région où elle est linéaire en fonction du temps, et va se modifiant graduellement avec décroissance asymptotique.

On remarque néanmoins que, pendant un court intervalle de temps, c'est-à-dire lorsque t est presque nul, la formule (3) indique que le courant s'approche d'une valeur infinie, ce qui est manifestement impossible. Les autres formules indiquent une des valeurs initiales constantes de $i_1'(t)$ pour $t = 0$. De ce fait, elles sont plus intéressantes. La partie initiale de la courbe représente la fusion du courant décroissant de charge de la capacité géométrique, avec le courant d'absorption réversible. Aucune expérience pour les séparer n'a été tentée jusqu'ici. Une étude de ce genre aurait une valeur et un intérêt considérables.

La valeur constante finale du courant d'absorption réversible doit être considérée comme pur courant de conduction, i_r , et peut servir à calculer la conductibilité spécifique du diélectrique. La figure 12

montre les courbes de décharge et on y voit que la différence entre les courbes de charge et de décharge est, dans certains cas, constante. Cette relation est un excellent critère du caractère purement réversible du courant d'absorption. Nous verrons des courbes d'apparence

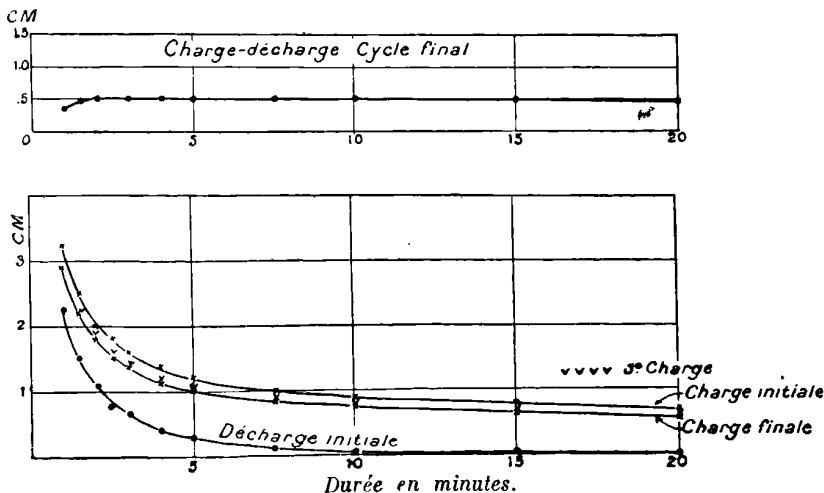


Fig. 12. — Conductibilité d'un isolant composite.

entièrement différente lorsque nous étudierons le courant d'absorption irréversible.

Formule générale. — En changeant la valeur de la tension ou l'épaisseur du diélectrique, la variation du courant en fonction du temps reste la même, mais les valeurs augmentent proportionnellement à la chute de tension (CURIE, WILSON). La valeur finale stationnaire du courant de charge, obéit également aux lois d'Ohm dans la plupart des cas, on peut donc le considérer comme un courant de conduction normal. Dans quelques cas, ce courant de conduction est absent ou de valeur négligeable, bien que l'absorption puisse être grande (par exemple l'ébonite, GAUGAIN, MALCLES). Par conséquent, d'une manière générale nous pouvons écrire :

$$i_1(t) = BCE_0\varphi(t). \quad (8)$$

dans lequel B est une constante, $\varphi(t)$ une fonction diminuant continuellement et définie pour un diélectrique donné, et C la capacité géométrique directement proportionnelle à la surface et inversement proportionnelle à l'épaisseur.

La température a une influence marquée sur le courant d'absorption, HOPKINSON fut un des premiers investigateurs qui ait clairement montré

que l'absorption dans le verre augmente avec la température. On a généralement supposé, d'après les travaux de VON SCHWEIDLER, de WAGNER, de ZELENY et autres, que dans la formule (8), B augmente avec la température, mais que la forme de la fonction $\varepsilon(t)$ ne subit que peu ou pas de changement.

Récemment WAGNER (*Die Isolierstoffe*, SCHERING), s'inspirant de la théorie de MAXWELL sur les diélectriques feuilletés (voir plus bas), et après avoir observé un condensateur en papier, conclut que l'élévation de la température augmente la vitesse de déclin de $i_1'(t)$ mais augmente en même temps ses valeurs initiales, de sorte que la valeur de la charge absorbée n'est pas affectée. GRANIER observe les mêmes effets, mais d'autres preuves sont nécessaires pour appuyer la généralisation de cette conclusion. Il est universellement admis, néanmoins, que la température augmente les deux courants $i_1'(t)$ et $i_2'(t)$, de même aussi que le courant de conduction final.

Autres faits. — Certains faits observés en rapport avec $i_1'(t)$, mais dont quelques-uns demandent une étude plus approfondie, sont les suivants : Quelques substances (par exemple l'ébonite GAUGAIN, MALCLES) montrent un résidu notable de courant d'absorption et pas de courant final de conduction. Dans ce cas, si les électrodes sont séparées du diélectrique, la charge finale sur les électrodes est moindre que si l'on substitue au diélectrique une égale épaisseur de métal, ce qui indique que l'absorption n'est pas due à la conductibilité seule. La charge absorbée n'est pas éliminée par l'exposition à des substances radio-actives. Un diélectrique enlevé de ses électrodes impressionne un électroscope, mais ne marque aucune charge totale dans un cylindre de FARADAY, ce qui indique un état de polarisation.

Courant d'absorption irréversible. — Dans l'équation (2) la composante i_y du courant de charge est un courant de conduction pur et par conséquent n'existe pas lorsque le condensateur est déchargé par court circuit. Il est alors irréversible et passe seulement pendant la charge. Le courant d'absorption irréversible également, passe pendant la charge, mais diffère de i_y en ce qu'il varie avec le temps, décroissant généralement très lentement (souvent exprimé par $i_1'(t) = bt^m$) à partir d'une valeur initiale définie. La valeur finale constante est atteinte d'autant plus vite que la tension devient de plus en plus grande. Cette valeur finale constante ne peut pas être considérée

comme un courant normal de conduction, puisqu'elle n'obéit pas aux lois d'OHM. Avec différentes valeurs de E , la valeur finale du courant n'est pas proportionnelle à E , mais généralement augmente plus lentement. Dans certains cas, un courant apparent de saturation apparaît, et, d'un autre côté, dans quelques cas seulement, le courant final semble s'accroître plus rapidement que la tension. Ce type de courant irréversible d'absorption s'observe particulièrement dans les liquides diélectriques. Quelquefois cependant, on le rencontre dans les composés solides comme, par exemple, dans les isolants laminés,

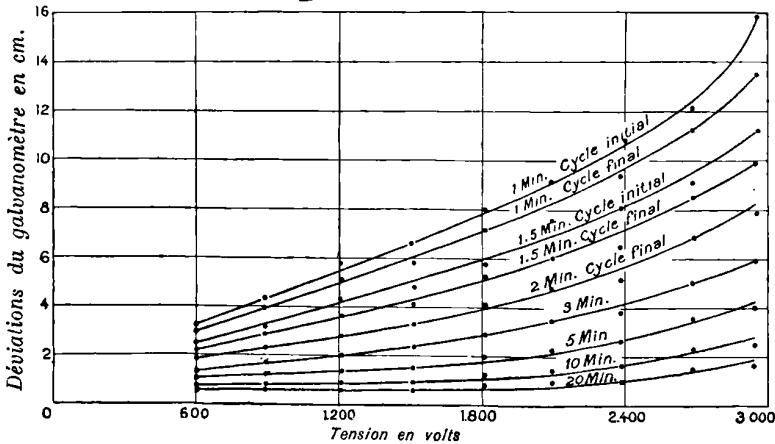


Fig. 13. — Courant d'absorption irréversible dans les isolants solides en fonction de la tension.

en papier imprégné, etc... particulièrement avant dessiccation. (Voir figure 13. Les recherches expérimentales sur ce courant dans les liquides sont nombreuses, mais peu ont été tentées sur les solides en dehors de la simple observation des différences de valeurs et de formes des courants de charge et de décharge. Il faut faire exception pour les travaux de EVERSHED sur l'influence de l'humidité sur la conductibilité du papier. Les résultats qu'il a trouvés montrent quelques-unes des propriétés du courant d'absorption irréversible, comme il est dit plus haut, et ces propriétés sont revues plus en détail dans un autre paragraphe.

Il y a tendance générale à conclure d'après les études sur les liquides, que ce courant pourrait bien être causé en partie, par la dissociation d'impuretés (quelquefois éliminées par l'écoulement prolongé du courant), mais plus généralement par des ions plus ou

moins libres de se mouvoir, et obéissant aux lois de la conduction gazeuse. Une description plus étendue du phénomène dans les liquides, dépasserait le but que nous nous proposons, qui est de discuter les phénomènes d'isolement électrique dans leurs applications pratiques.

On peut dire néanmoins que, en ce qui concerne le courant d'absorption irréversible dans les solides, la preuve est faite de sa relation directe avec la présence d'humidité ou d'impuretés lui donnant un caractère électrolytique, et qu'avec leur élimination progressive, ce type de courant est réduit à des proportions très petites, s'il n'est pas complètement éliminé.

On trouvera une discussion plus détaillée de ce genre de conduction dans le paragraphe qui traite de la conductibilité anormale comme cause pouvant expliquer l'absorption.

Principe de superposition. — L'un des traits qu'on avait remarqué tout d'abord dans le phénomène de charge résiduelle, était le change-

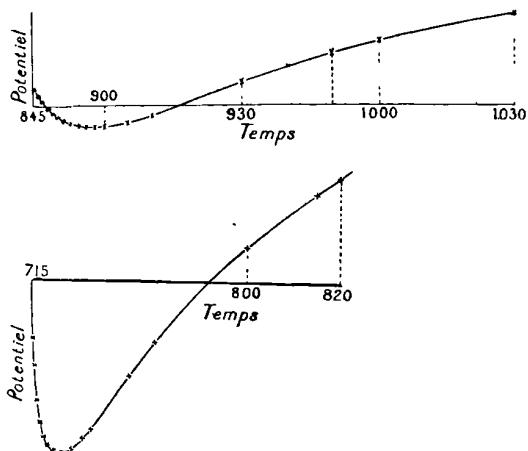


Fig. 14. — Renversement de signe de la charge résiduelle. (Hopkinson .

ment occasionnel de signe par rapport à la charge qui précède. HOPKINSON (bibliographie nos 18 et 19) a étudié tout au long cette propriété dans le verre. Appliquant une série de charges et de décharges avec des polarités et à intervalles irréguliers, il démontra que la courbe de décharge avait des formes très différentes et des changements fréquents de polarité par rapport au type et à la succession de périodes de

charges précédentes. Il cite cette opinion de Sir W. THOMSON (Lord KELVIN : « Les charges sortent du verre dans l'ordre inverse où elles y rentrent ») et il développe une équation de potentiel résiduel analogue à l'équation de la torsion angulaire d'un fil de torsion sous l'influence d'une succession de couples de grandeur et de direction diverses. Chaque couple appliqué est supposé produire un relâchement lent dans le temps, c'est-à-dire un accroissement de déplacement angulaire et la décroissance de celui-ci se trouve dans les couples de torsion suivants. Il nous dit que cette opinion lui fut suggérée par MAXWELL ; c'est essentiellement la même que celle de BOLZMAN sur les effets persistants après tout effort mécanique. HOPKINSON conclut que pour beaucoup d'expériences, ses équations ne sont qu'approximatives, mais qu'on peut sans hésitation en conclure que les effets des forces électriques antérieures et postérieures sur les diélectriques sont superposables. La figure 14 nous montre une des courbes de HOPKINSON.

Le principe ainsi établi par HOPKINSON a été soumis à l'expérimentation par un certain nombre d'investigateurs. Sa confirmation ne rencontre aucune objection sérieuse. La figure 15 nous montre une courbe d'isolement composite observée par l'auteur. Nous noterons particulièrement les études soigneuses et précises de J. CURIE sur le pouvoir inducteur spécifique et la conductibilité du quartz, sur un certain nombre d'autres cristaux, sur le mica, le soufre, le gypse, l'ébonite, la porcelaine, etc.. Se servant d'un élément piézoélectrique comme batterie régulatrice (batterie tampon), il établit une méthode de zéro permettant de mesurer le courant d'absorption 0,1 seconde après l'application du potentiel de charge. Trois lois concises élaborées par CURIE valent la peine d'être rappelées, bien que la troisième, se rapportant au principe de superposition, semble un tant soit peu insuffisante..

1° *Loi de proportionnalité aux forces électromotrices.* — Les ordonnées de la courbe des intensités du courant de charge en fonction du temps sont rigoureusement proportionnelles à la force électromotrice.

2° *Loi des épaisseurs.* — Pour une même force électromotrice, les ordonnées de la courbe des intensités du courant de charge sont en raison inverse de l'épaisseur de la lame diélectrique.

3° *Loi de superposition.* — Chaque variation de force électromotrice entre les deux faces de la lame, agit comme si elle était seule.

L'exposé suivant plus précis du principe de superposition est dû à

SCHWEIDLER. Après un changement quelconque, ΔE , dans la tension, le courant qu'on observe prend une valeur additionnelle, et se compose d'un terme qui représente la variation inchangée du courant primitif, et

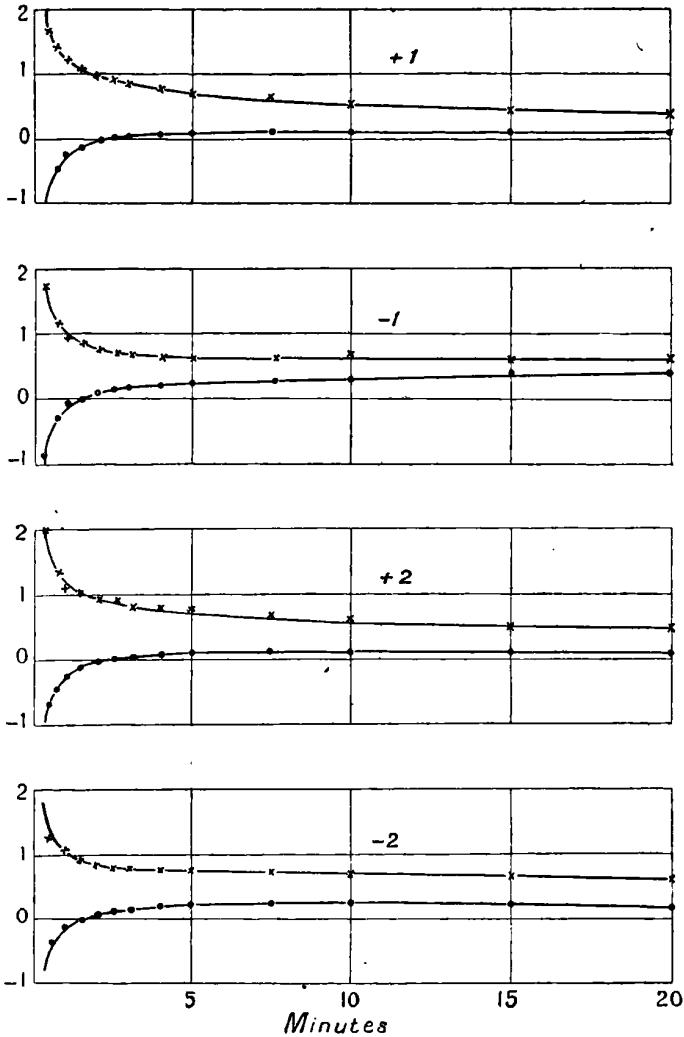


Fig. 15. Renversement de charge résiduelle isolant composite.

d'un courant superposé qui varie comme si une tension de la valeur absolue de la variation de ΔE , avait été appliquée au condensateur non chargé. Si, par conséquent, au temps $t = 0$, la tension E_0 est appliquée, et que aux temps t_1, t_2, t_3 , etc. une variation de tension posi

tive ou négative $\Delta_1 E_1, \Delta_2 E_2, \Delta_3 E_3$ est appliquée, nous aurons comme valeur de i'_1 à un moment quelconque t .

$$i'_1(t) = BC[E_0\varphi(t) + \Delta_1 E_1 \cdot \varphi(t - t_1) + \Delta_2 E_2 \cdot \varphi(t - t_2) + \dots] \quad (9)$$

Il est clair que le courant de conduction n'est pas compris dans l'expression ci-dessus. Donc, si le courant de conduction final est soustrait du courant de charge, on voit que l'égalité des courants réversibles de charge et de décharge ($i'_1 = i_2$) n'est qu'un cas particulier du principe de superposition.

Plus généralement il s'ensuit que, si le principe de superposition est vrai, pour une variation continue quelconque de tension donnée par la fonction $E(t)$, le courant réversible d'absorption sera donné par :

$$i'_1(t) = BC \cdot \int_0^t \frac{d}{du} (E(u)) \varphi(t - u) du \quad (10)$$

dans lequel t est le moment auquel $i'_1(t)$ est mesuré et u représente le temps écoulé se rapportant aux variations de E . Votre compatriote M. le professeur BOUASSE dans son cours de Magnétisme et Electricité, a discuté les principes de superposition d'une façon très claire. Il insiste sur ce fait que c'est là une théorie abstraite et qui repose sur deux hypothèses :

a) Le corps se souvient pendant un certain temps des modifications subies : ce souvenir s'efface suivant une certaine fonction décroissante du temps (t) que nous appellerons « facteur d'oubli ».

Nous pourrions essayer comme facteur d'oubli, par exemple, une exponentielle ae^{-bt} , ou une fonction de la forme $1 : (b + \tau^n)$; en particulier, l'expérience suggère le facteur $1 : (b + \tau)$.

b) La modification éprouvée sous l'influence d'une déformation est indépendante des déformations antérieures; c'est en cela même que consiste le principe de la superposition.

Ces hypothèses sont très générales; montrons-en l'application à la polarisation diélectrique sous l'influence d'un champ uniforme.

L'effet est alors l'intensité I de polarisation, la cause est le champ électrique P .

Au temps τ (compté vers le passé), à partir de l'époque actuelle prise pour origine et pendant le temps $d\tau$, le champ était $P(\tau)$. Nous posons que la polarisation actuelle I est due au champ actuel augmenté de l'action (plus ou moins oubliée) des champs antérieurs.

$$\text{On a donc :} \quad I = k \left[P + \int_0^\infty P(\tau) \varphi(\tau) d\tau \right]$$

Exprimons $P(\tau)$ en fonction du temps t . Le phénomène qui se passe

au temps τ dans le passé à partir du temps t actuel, se passe effectivement au temps absolu $t - \tau$.

En définitive, nous écrirons au temps t :

$$I = k \left[P + \int_0^{\infty} P(t - \tau) \varphi(\tau) d\tau \right] \quad (11)$$

La fonction φ doit être nulle pour $\tau = \infty$, avoir une valeur finie pour $\tau = 0$. Nous ferons nos calculs en posant suivant le cas :

$$\varphi(\tau) = \frac{a}{b + \tau}, \quad \varphi(\tau) = ae^{-b\tau}.$$

Les formules (10) et (11) permettent aussitôt d'analyser la vitesse de perte de charge dans un condensateur ouvert, après une courte charge, ou après un court circuit suivant une longue charge, comme dans la recherche expérimentale de KOHLRAUSCH, ou par l'analyse particulière de MAXWELL. Néanmoins, leur plus grande valeur et leur importance résident dans le moyen qu'elles offrent pour le calcul des courants des capacités, des angles de pertes, et des pertes, soumis, dans de nombreux cas d'isolation aux champs alternatifs. Nous retrouverons plus loin cette application.

La liste des références à laquelle nous renvoyons, contient les œuvres importantes de nombreux auteurs, mais en étudiant le phénomène d'absorption, nous ne pouvons omettre aucun chapitre des simples mais lumineux ouvrages de J. CURIE.

CHAPITRE III

THÉORIES DES PHÉNOMÈNES DIÉLECTRIQUES

1°. — THÉORIE DE L'ABSORPTION D'APRÈS MAXWELL

Pouvoir inducteur spécifique. — Le pouvoir inducteur spécifique est un des phénomènes électriques les plus simples. Nous avons vu (p. 8), que FARADAY a montré l'importance du milieu diélectrique dans le phénomène de l'influence électrostatique, et comment l'on a été amené à la notion de polarisation (p. 22). Ces idées suffisent à expliquer toutes les propriétés normales des diélectriques et servent de base à la théorie classique des diélectriques de MAXWELL, dont l'extension et les conséquences sont trop connues pour qu'il soit nécessaire de les commenter ici.

L'idée de MAXWELL d'un éther élastique parsemé de matière en suspension n'est pas très précise. Elle ne peut certainement pas être présentée comme une théorie. Depuis la découverte de l'électron et le développement de nos connaissances sur la structure de l'atome, les physiciens ont été attirés vers l'étude de l'origine des propriétés du pouvoir inducteur spécifique des diélectriques. En fait, avant la découverte de l'électron, HELMHOLTZ, en 1870, avait avancé que les molécules contiennent des particules chargées, dérangées de leur position naturelle sous l'influence d'un champ extérieur. De récentes études sur ce sujet nous font voir le déplacement de l'électron, à l'intérieur de l'atome, ou l'allongement de l'orbite d'un électron résultant en un doublet électrique comme les premières idées de FARADAY et de MAXWELL le demandent. Notre but n'est pas de discuter ces études ou ces recherches qui sont plutôt du domaine de la physique théorique. On doit cependant mentionner le fait que les essais qui ont été tentés pour expliquer d'une manière rationnelle le phénomène du pouvoir inducteur spécifique ont été peu satisfaisants. D'autre part, aucune proposition nouvelle ne prouve que la théorie classique fondamentale que nous avons esquissée, ait besoin d'aucune modification, du moins en ce qui concerne le pouvoir inducteur spécifique.

THÉORIES DE L'ABSORPTION DIÉLECTRIQUE

Le fait, très important pour la théorie, que beaucoup de diélectriques possèdent une conductibilité mesurable, a été reconnu de bonne heure, et MAXWELL traite la conductibilité comme une propriété ordinaire des diélectriques. Il déclare que le déplacement et la conductibilité diélectrique sont des phénomènes simultanés, et développe sa théorie pour des diélectriques ayant aussi des propriétés de conductibilité. La conductibilité est traitée comme si elle était la même que celle des conducteurs métalliques. Il ne donne aucune explication ni sur ses origines, ni sur les lois de ses variations. Nous savons néanmoins, qu'en ce qui concerne la conductibilité spécifique définie, comme celle des conducteurs métalliques, il est probable qu'aucun diélectrique n'en possède de semblable. Les lois qui gouvernent sa variation dans les deux cas sont entièrement différentes comme nous le verrons.

Donc, même au sujet de prétendues « propriétés normales des diélectriques », nous n'avons pour base qu'une théorie fondamentale très peu précise. Les théories de la physique moderne n'ont presque rien ajouté aux idées de l'époque de MAXWELL. Néanmoins, c'est un fait que, depuis que l'existence des charges résiduelles a été reconnue, des explications et des hypothèses ont été avancées concernant la nature générale de ce processus secret. Débutant, dès les premiers temps, par une simple explication, telle par exemple, que la lente pénétration ou « imbibition » de la charge (aussitôt démontrée insoutenable), elles sont devenues plus précises et plus complexes à mesure que se sont développées nos connaissances relatives au phénomène. Passant en revue aujourd'hui ces diverses théories, nous nous trouvons en présence de résidus visqueux du diélectrique, de mouvements de friction de molécules et d'électrons, de particules conductrices infinitésimales enchâssées dans une même gaine isolante, de mouvements libres d'ions électrolytiques, d'hystérésis diélectrique, de mouvements capillaires de l'eau, etc. Il est impossible de donner ici une vue complète de toute ces théories. Il semble préférable, par conséquent, de les classer en plusieurs groupes et de donner un ou deux exemples typiques pour chaque groupe, tout en s'appuyant sur le raisonnement et l'évidence.

De nombreux physiciens, en essayant d'expliquer les phénomènes

d'absorption, semblent avoir tenu compte de ce que les phénomènes observés dans les diélectriques anormaux ne concordent pas avec les équations fondamentales du champ électrostatique, et ont établi d'autres équations basées sur de nouvelles propriétés spéciales du diélectrique, non comprises dans l'ancienne théorie. Nous verrons que, dans presque tous les cas, ces équations ne sont que des hypothèses générales ou des expressions mathématiques ingénieuses qui ne représentent rien de plus qu'une description différente du phénomène. Signalons néanmoins un cas particulier, celui de MAXWELL, dans lequel les équations fondamentales sont prises pour base. Nous pouvons, par conséquent, choisir deux de nos groupes qui s'accordent avec ces deux points de vue et en ajouter un troisième qui comprendra ceux qui se basent sur les théories actuelles de la structure interne de l'atome pour expliquer la manière dont se comportent les diélectriques. On pourrait également former un quatrième groupe selon Von SCHWEIDLER, dans lequel rentreraient les anomalies de la conductibilité, mais à l'appui duquel on n'a pas apporté des preuves aussi concluantes que pour les autres.

Classification des théories.

1° Celles conservant les équations électriques fondamentales et attribuant les anomalies des diélectriques à celles du milieu où se trouve le diélectrique.

2° Celles attribuant les écarts par rapport aux lois fondamentales aux anomalies du déplacement diélectrique, sans tenir compte de la nature du processus inconnu. Le déplacement diélectrique n'est pas proportionnel à la chute de tension, mais dépend de l'état précédent du diélectrique.

3° Celles expliquant le déplacement et ses anomalies par le mouvement des électrons à l'intérieur de l'atome.

4° Celles mettant en jeu les anomalies de la conductibilité, telles que le mouvement libre des ions, la dissociation électrolytique, la présence de l'eau en masse ou en filaments capillaires.

1^{er} GROUPE DE THÉORIES

Maxwell, Wagner.

MAXWELL. — MAXWELL présume d'abord que tous les diélectriques possèdent, comme les diélectriques normaux, un pouvoir inducteur spécifique et de la conductibilité ; ensuite que, sous

l'influence de la tension électrique, ces deux propriétés entrent en jeu simultanément et indépendamment l'une de l'autre. Cette assertion est vérifiée par l'expérience; la conductibilité s'observe dans les meilleurs isolants, et les mauvais isolants possédant une très grande conductibilité, possèdent également un pouvoir inducteur spécifique. Aucune autre assertion concernant, par exemple, l'origine de ces propriétés, n'est nécessaire dans l'exposé de MAXWELL. Il examine d'abord la question de savoir si un diélectrique normal, c'est-à-dire possédant un pouvoir inducteur spécifique et de la conductibilité, peut, de lui-même présenter le phénomène caractéristique de l'absorption. Se servant de l'équation de POISSON $\Delta^2 V + 4\pi\rho = 0$ et de l'équation de continuité de l'écoulement du courant, il montre que, dans un diélectrique homogène, aucune charge résiduelle n'apparaît. Il étudie ensuite un condensateur muni d'un simple diélectrique normal d'abord chargé, puis ouvert, puis déchargé, cycle qui laisse toujours voir de l'absorption dans un diélectrique anormal. Il trouve qu'aucune absorption ne doit apparaître dans un condensateur diélectrique normal. Il n'est pas nécessaire de le suivre dans ces expériences préliminaires. Elles n'ont d'importance que pour démontrer que la conductibilité seule dans un diélectrique n'explique pas le phénomène d'absorption. Il est important néanmoins de le suivre au moins dans l'esquisse du développement de sa théorie sur la manière dont se comporte un diélectrique composite.

Il montre qu'un diélectrique composé d'un mélange de deux ou trois substances différentes, bien que, après examen minutieux, il puisse paraître homogène, peut produire le phénomène d'absorption. On peut donc dire que dans ce cas, le diélectrique est formé par une agglomération ou un mélange de différents diélectriques normaux, c'est-à-dire de diélectriques ayant en général des valeurs différentes de K et de λ (λ conductibilité spécifique). Il montre qu'une variation des valeurs de ces constantes, dans les différentes substances qui le composent, est suffisante pour expliquer l'absorption diélectrique, mais que, si le diélectrique a partout les mêmes valeurs de K et de λ , l'absorption ne peut pas se produire.

Plus simplement et pour faciliter le calcul, MAXWELL se sert d'un condensateur à plateaux parallèles contenant plusieurs couches ou lames de substances composantes différentes, toutes parallèles les unes aux autres et normales au champ électrique. Pour exposer le raisonnement fondamental, considérons une unité de surface parallèle aux

électrodes d'un condensateur avec seulement deux de ses couches ayant respectivement une épaisseur a_1 et a_2 .

Si nous appliquons aux bornes du condensateur une différence de potentiel, nous obtiendrons la série de phénomènes suivants :

1° Tout d'abord, les chutes de tension X_1 et X_2 dans les deux couches sont inversement proportionnelles à leurs constantes diélec

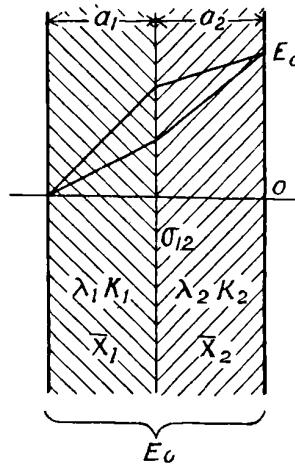


Fig. 16. — Condensateur à couches de Maxwell.

triques k_1 et k_2 et les déplacements D_1 et D_2 sont égaux, ou (fig. 16) :

$$D_1 = \frac{K_1 X_1}{4\pi} = D_2 = \frac{K_2 X_2}{4\pi}. \quad (1)$$

2° Comme résultat des différences ci-dessus dans les chutes de tension et aussi de la différence dans les valeurs des conductances λ_1 et λ_2 , les courants de conduction p_1 et p_2 sont différents dans les deux couches.

3° Par conséquent, une charge σ_{12} s'accumule sur la surface de séparation.

4° Le processus continue jusqu'à ce que les courants dans les deux milieux soient égaux et que les chutes de tension prennent graduellement des valeurs déterminées par les valeurs de λ_1 et λ_2 . Les déplacements cessent d'être égaux et leur différence est exprimée par la charge σ_{12} sur la surface de séparation.

Une assertion essentielle de la proposition de MAXWELL, c'est que le courant total de chaque diélectrique dans cette période de transition

est représenté à chaque instant par la somme du courant de conduction et du courant de déplacement. Ce dernier est le taux de vitesse de changement du déplacement, c'est-à-dire

$$i = i_1 = p_1 + \frac{d}{dt} (D_1)$$

$$i = i_2 = p_2 + \frac{d}{dt} (D_2). \quad (2)$$

Nous avons ainsi à chaque moment entre l'état initial et l'état final

$$\sigma_{12} = D_2 - D_1, \quad (3)$$

et

$$\frac{d}{dt} (\sigma_{12}) = p_1 - p_2 = \frac{d}{dt} (D_2) - \frac{d}{dt} (D_1), \quad (4)$$

dans lequel i est le courant du circuit extérieur. Ces relations s'appliquent à un diélectrique avec un nombre quelconque de couches. En substituant les valeurs de p et de D , nous aurons pour une couche quelconque, n ,

$$i = X_n \lambda_n + \frac{K_n}{4\pi} \frac{dX_n}{dt}, \quad (5)$$

de laquelle on peut tirer la valeur de X_n en fonction de i ; on obtiendra de même des expressions pour les tensions dans les autres couches. En combinant toutes ces expressions, on obtiendra la valeur de la différence de potentiel en fonction du courant.

$$E_0 = (a_1 X_1 + a_2 X_2 + \dots). \quad (6)$$

Dans le cas général de n substances ayant des valeurs différentes pour le rapport ($\lambda : K$), MAXWELL nous dit que lorsque l'expression peu commode de la différence du potentiel aux bornes, E_0 , est rendue claire, il en résulte une équation linéaire différentielle de l'ordre n relativement à E_0 , f. e. m. aux bornes et de l'ordre $(n - 1)$ relativement à i .

MAXWELL ne nous donne pas cette équation et l'exposé ci-dessus est tout ce que nous avons de lui quant à la forme de la fonction montrant la variation du courant d'absorption avec le temps. Il est facile néanmoins de faire ce calcul pour le cas de deux couches seulement.

En appliquant tout d'abord la différence de potentiel E_0 , nous avons, comme condition initiale dans les deux couches diélectriques, chacune d'épaisseur d ,

$$D_1 - \frac{K_1 X_1}{4\pi} = D_2 - \frac{K_2 X_2}{4\pi}, \quad (7)$$

et

$$X_1 d + X_2 d = E_0, \quad (8)$$

d'où

$$X_1 = \frac{E_0 K_2}{d(K_1 + K_2)}; \quad X_2 = \frac{E_0 K_1}{(K_1 + K_2)}. \quad (9)$$

Ces deux valeurs de X_1 et de X_2 donneront généralement des valeurs différentes aux courants de conduction dans les deux couches. La charge σ_{12} à la surface de séparation augmente jusqu'à ce que les courants de conduction deviennent égaux. D_1 et D_2 ont alors des valeurs différentes. Dans cette condition finale de stabilité, les valeurs de X_1 et de X_2 sont déterminées par les conductibilités et nous avons :

$$p_1 = \lambda_1 X_1 = p_2 = \lambda_2 X_2, \quad (10)$$

$$\text{d'où} \quad X_1 = \frac{E_0}{d} \frac{\lambda_2}{(\lambda_1 + \lambda_2)} \quad \text{et} \quad X_2 = \frac{E_0}{d} \frac{\lambda_1}{(\lambda_1 + \lambda_2)}. \quad (11)$$

C'est pendant le passage de la première condition à la deuxième que nous voyons une diminution graduelle de la différence entre les courants de conduction dans les deux couches. La charge σ_{12} s'accumulant à la surface de séparation est la charge « absorbée ». La condition essentielle pendant cet intervalle, d'après MAXWELL, est donnée par :

$$\frac{d}{dt} (\sigma_{12}) = p_1 - p_2 = \frac{d}{dt} (D_2 - D_1). \quad (12)$$

L'équation indique que la différence dans les courants de conduction est à chaque moment égale au taux de variation avec le temps de la différence dans le déplacement diélectrique. En d'autres termes, le courant total dans chaque couche est égal à la somme des courants de conduction et de déplacement, et le courant total a la même valeur dans chaque couche. En substituant nous aurons :

$$X_1 \lambda_1 - X_2 \lambda_2 = \frac{1}{4\pi} \left(K_2 \frac{dX_2}{dt} - K_1 \frac{dX_1}{dt} \right), \quad (13)$$

et de (8) nous tirons :

$$\begin{aligned} \frac{dX_1}{dt} \frac{K_1 + K_2}{4\pi} + X_1 (\lambda_1 + \lambda_2) &= \frac{E_0}{d} \lambda_2, \\ \frac{dX_2}{dt} \frac{K_1 + K_2}{4\pi} + X_2 (\lambda_1 + \lambda_2) &= \frac{E_0}{d} \lambda_1. \end{aligned} \quad (14)$$

La solution de la première de ces équations est :

$$X_1 = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \frac{E_0}{d} + C e^{-\frac{t}{T}} \quad (15)$$

dans laquelle C est une constante d'intégration et

$$T = \frac{K_1 + K_2}{4\pi(\lambda_1 + \lambda_2)}. \quad (16)$$

Le premier terme de l'équation exacte (15) est évidemment la valeur finale fixe X_1 comme le montre l'équation (11), et le second terme

montre la variation de X_1 depuis sa valeur initiale à $t = 0$ jusqu'à sa valeur finale donnée par l'équation (11). La constante C est déterminée par la condition initiale des bornes et nous avons :

$$X_1 = \frac{E_0}{d} \frac{\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} + \frac{E_0}{d} \left(\frac{K_2}{K_1 + K_2} - \frac{\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \right) e^{-\frac{t}{T}}. \quad (17)$$

En substituant cette valeur de X_1 dans l'équation (6) nous obtenons le courant d'absorption en fonction de la force électrique appliquée, E_0

$$i = \frac{E_0}{d(\lambda_1 + \lambda_2)} \left[\lambda_1 \lambda_2 + \frac{(\lambda_1 K_2 - \lambda_2 K_1)^2}{(K_1 + K_2)^2} e^{-\frac{t}{T}} \right]. \quad (18)$$

L'équation (18) montre que le courant débute avec une valeur finie et décroît suivant une fonction exponentielle négative du temps, comme beaucoup d'observateurs l'ont remarqué. Il s'approche d'une valeur finale fixe, déterminée par la loi d'Ohm

$$i = \frac{E_0}{d} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 + \lambda_2)}. \quad (19)$$

Le terme exponentiel disparaît et le courant ne dépasse jamais la valeur de l'équation (19), si $K_1 : \lambda_1 = K_2 : \lambda_2$. Il est clair que dans ce cas il n'y a ni absorption, ni charge résiduelle.

L'exposé donné dans l'original est plus complet en ce qui concerne l'accumulation d'une tension résiduelle. Supposons que E_0 soit appliqué brusquement, dans ce cas

$$Q = \int idt = X_1 \lambda_1 dt + \frac{X_1 K_1}{4\pi}, \quad (20)$$

dans le premier moment puisque X_1 a une valeur finie, le premier terme est négligeable, et nous aurons

$$E_0 = 4Q \left(\frac{a_1}{K_1} + \frac{a_2}{K_2} + \dots \right). \quad (21)$$

C'est-à-dire que la charge instantanée est celle qui correspond à la capacité géométrique, et la répartition initiale de la f. e. m. totale entre toutes les couches est celle qui correspond au couplage en série des capacités géométriques. Si maintenant nous appliquons E_0 pendant un long laps de temps, les courants de conduction inégaux dans les différentes couches dues aux f. e. m. initiales déterminées par les capacités géométriques, forcent les charges à s'accumuler à la surface de séparation jusqu'à ce qu'elles arrivent finalement à un état d'équilibre, dans lequel, d'après la formule (5) la répartition de la f. e. m. totale entre les différentes couches est déterminée seulement par leur conductibilité. On voit donc que les courants d'absorption de charge

et de décharge sont dus au passage d'une répartition de la tension due à la différence des pouvoirs inducteurs spécifiques, à une autre due aux valeurs différentes de la résistance ou vice versa.

Le traité nous montre par une méthode semblable, qu'après la charge, la décharge instantanée est celle qui est due à la capacité géométrique, et que si on ouvre alors le condensateur, celui-ci accumulera une charge résiduelle et une différence de potentiel dont la valeur sera,

$$E = E_0 \left[\left(\frac{a_1}{R\lambda_1} - \frac{4\pi a_1 C}{K_1} \right) e^{-\frac{4\lambda_1 t}{K_1}} + \left(\frac{a_2}{R\lambda_2} - \frac{4\pi a_2 C'}{K_2} \right) e^{-\frac{4\lambda_2 t}{K_2}} - \dots \right]. \quad (22)$$

Dans laquelle R représente la résistance totale et C la capacité géométrique enveloppante.

Si le rapport de λ à K est le même dans toutes les couches, les termes exponentiels sont tous égaux et le total des autres termes est égal à 0 (en deux séries). Ainsi $E = 0$ et il n'y a pas de charge résiduelle. Si les rapports $\lambda : K$ ne sont pas égaux, disposons les termes dans l'ordre des valeurs décroissantes de K . Alors la somme de tous les coefficients est évidemment 0 d'où, si $t = 0$, $E = 0$ comme l'exige la condition que t soit compté à partir du moment où le court-circuit du condensateur est ouvert. Lorsque t est très grand, tous les termes disparaissent et $E = 0$. C'est-à-dire que si le condensateur est abandonné à lui-même après avoir été chargé et déchargé instantanément il accumulera une f. e. m. résiduelle qui ira en augmentant jusqu'à une valeur maximum et qui diminuera jusqu'à 0. La charge résiduelle fuit par les conductibilités. La charge instantanée à chaque moment t sera EC , C représentant la capacité géométrique et étant de même signe que la charge primitive.

EXEMPLES NUMÉRIQUES.

Il est intéressant d'examiner plus à fond le cas simple d'un condensateur formé de deux couches en choisissant des substances dont les constantes sont connues. La valeur de K pour des diélectriques ordinaires va de 2 à 10 approximativement, variation peu considérable. D'un autre côté, on trouve une grande différence de valeurs en ce qui concerne la conductibilité. Exprimée en (ohms par cm^3)⁻¹ nous trouvons les valeurs suivantes : isolant ciroux 2×10^{-19} ; caoutchouc dur 10^{-18} ; quartz 10^{-19} ; soufre 10^{-17} ; mica 10^{-15} ; paraffine 10^{-16} ; verre

10^{-14} ; papier imprégné 10^{11} . Il est donc possible de rencontrer une différence sensible dans le rapport $\lambda : K$ même pour des matériaux ordinaires.

Considérons une surface unité d'un condensateur ayant une couche de papier imprégné ($K_1 = 2$, $\lambda_1 = 10^{-11}$) et une couche de mica ($K_2 = 8$, $\lambda_2 = 10^{-15}$) chacun ayant une épaisseur de 0,1 cm. Les nombres pour λ_1 et λ_2 seront en $(\text{ohms/cm}^3)^{-1}$, c'est-à-dire en unités électromagnétiques ordinaires. Si au lieu d'exprimer le déplacement en unité de charges électrostatiques, nous l'exprimons en unités de charges électromagnétiques ordinaires nous aurons,

$$D = \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{X}{9 \times 10^{11}} = 0,885 \times 10^{-13} K X \frac{\text{coulombs}}{\text{cm}^2},$$

X étant exprimé en volts par cm.

Si une différence de potentiel de E_0 volts est appliquée, au premier moment, d'après l'équation (9) $X_1 d = 0,8E_0$, $X_2 d = 0,2E_0$. Dans l'état final, d'après l'équation (11) $X_1 d = 0,0001E_0$, $X_2 d = 0,999E_0$. Ainsi, dès le premier moment 80 pour 100 de la différence totale de potentiel est sur le papier : condition très désavantageuse au point de vue de la rigidité diélectrique, alors que dans l'état final, grâce à la conductibilité relativement plus grande du papier, toute la différence de potentiel se trouve pratiquement à travers le mica. La différence des déplacements dans l'état final nous donne la charge absorbée. On trouve qu'elle équivaut à cinq fois celle qui appartient au déplacement initial. Donc, la capacité calculée d'après la charge totale est cinq fois plus grande que la capacité géométrique.

Les valeurs extraordinaires données par les exemples ci-dessus sont dues à des différences considérables dans les valeurs du rapport $K : \lambda$. Les valeurs sont de 2×10^{11} pour le papier imprégné et de 8×10^{15} pour le mica, celui-ci valant 4000 fois celui-là. Si on améliore le papier par le séchage de manière que $\lambda_1 = 10^{-14}$, le rapport $K : \lambda$ pour le mica devient 80 fois plus grand que celui du papier. Nous avons alors dans l'état initial les mêmes valeurs qu'auparavant mais, dans l'état final $X_1 d = 0,091E_0$ et $X_2 d = 0,909E_0$. La charge absorbée est réduite seulement de 2,5 pour cent et la capacité réelle, calculée d'après la charge absorbée, est encore 5 fois plus grande que la capacité géométrique. La différence dans les deux cas apparaît plus évidente peut-être dans la valeur de la constante de temps :

$$T = k \frac{K_1 + K_2}{\lambda_1 + \lambda_2},$$

où k est égal à $0,885 \times 10^{-13}$. Cette constante apparaîtra en transformant le déplacement du système électrostatique au système électromagnétique. En évaluant T dans les deux cas cités, nous trouvons que dans le cas du mica et dans celui du papier imprégné, la partie variable du courant tombe à 1,8 pour cent de sa valeur initiale en 35 secondes, alors que dans le second cas du mica et du papier imprégné complètement séché, le courant n'atteint pas 1,8 pour cent de sa valeur initiale en 354 secondes. On remarquera que, grâce à une conductibilité plus faible dans le second cas, il faut plus de temps à la charge absorbée pour s'accumuler sur la surface de séparation et que le courant s'éteint plus lentement.

Il convient à présent d'exposer les idées de MAXWELL sur l'étude des diélectriques composites : Il nous dit :

« Ces expériences montrent qu'un diélectrique composé de couches de substances différentes peut présenter le phénomène connu sous le nom d'absorption électrique et de décharge résiduelle, bien qu'aucune des substances qui le composent ne montre ce phénomène lorsqu'elle est employée seule. Cela ne veut pas dire que chaque substance montrant ce phénomène soit composée de cette manière, car cela peut indiquer qu'il se produit un nouveau genre de polarisation électrique, dont peut être capable une substance homogène et dans certains cas ceci peut ressembler davantage à une polarisation électro-chimique qu'à une polarisation diélectrique. »

Il est clair, d'après ce qui précède, que MAXWELL n'érige pas en théorie complète de l'absorption diélectrique ses idées sur le diélectrique composite. Il veut simplement faire remarquer qu'un diélectrique composite peut manifester les propriétés anormales des diélectriques. Néanmoins, le fait même que le diélectrique composite ne détermine aucun phénomène nouveau, mais ne contient que des propriétés propres aux diélectriques et déjà connues, suffit à donner une importance particulière à l'analyse de MAXWELL. Pour cette raison, on lui donne généralement le nom de « Théorie de l'absorption de MAXWELL ». Ceci n'est pas surprenant si l'on se rappelle qu'il n'a cherché ni proposé aucune autre théorie de manière définitive.

Les données expérimentales en faveur de la théorie de MAXWELL ne sont pas très nombreuses, et sont limitées principalement à des observations indirectes et entièrement qualitatives. COHN et ARONS essayèrent

de prouver que la polarisation et la conductibilité se produisent indépendamment au moyen de condensateurs parallèles de diélectriques différents et trouvèrent des solutions concordantes. Dans des mélanges de xylol et d'aniline, on a constaté que la valeur de la résistance a changé 1000 fois, pendant que la valeur de la constante diélectrique n'a varié que de $1/3$. ROWLAND et NICHOLS montrent que dans deux échantillons parfaits de carbonate de chaux ou de quartz, probablement les deux substances disponibles les plus homogènes, il n'y a pas d'absorption. HERTZ montra que la benzine, corps fluide homogène, montre de l'absorption lorsqu'elle est impure et que l'absorption disparaît après purification. ARONS montre que la paraffine purifiée avec soin ne montre pas d'absorption, ce que d'ailleurs DRSSAU et d'autres contestent. WAGNER trouve des valeurs extrêmement faibles du facteur de puissance pour 5000 p : s pour l'isolant cireux et pour la paraffine mais que pour un mélange à 50 pour cent, le facteur de puissance est plusieurs fois multiplié. MURAKA, après une soigneuse purification, ne trouva aucune absorption dans l'huile de paraffine, le pétrole, l'huile de résine, la térébenthine et le xylol. Pour des couches d'air et de paraffine, l'absorption a lieu. De nombreux observateurs ont trouvé que les courbes de courants de charge et décharge observées, bien que n'obéissant pas à la loi exponentielle à un seul terme, peuvent être néanmoins représentées convenablement par plusieurs termes de même nature, comme il est exprimé dans le cas général de MAXWELL. Cependant, le fait que sa théorie ne comporte ni affirmation ni phénomène nouveaux, mais repose sur les propriétés de matières bien connues déjà et sur des équations fondamentales, explique mieux qu'une confirmation expérimentale, l'influence prépondérante prise par cette théorie chez les physiciens modernes.

Le principal désavantage de cette théorie réside dans le fait que non seulement elle n'a jamais eu de confirmation expérimentale ou quantitative exacte, mais encore que nombre d'expériences donnent des résultats en opposition flagrante. De nombreux observateurs ont trouvé d'autres formules que celle de l'exponentielle pour exprimer le courant d'absorption, parmi lesquels nous mentionnerons spécialement CURIE, FLEMING et DYKE, TROUTON et RUSS. Le phénomène de conduction dans un diélectrique, peut se baser sur la conductibilité ionique (BIALOBYESKE), et suit aussi une loi différente de celle de la conduction métallique. ANDERSON et KEANE ont montré qu'un mouvement d'électrons libres dans le milieu, s'accumulant à l'électrode positive et

retournant à leur position d'équilibre à la décharge, sont une cause d'absorption et de charge résiduelle. De plus, il a été démontré que la conductibilité des diélectriques peut être augmentée si on les expose à l'influence d'une radiation ionisante. ΜΥΡΑΟΚΑ trouva que des solutions et certains mélanges liquides ne montrent pas d'absorption. Particulièrement dans le comportement des diélectriques sous l'influence de tensions alternatives, et que nous discuterons plus loin, une différence notable a été observée par CURTIS et aussi par d'autres. Peu d'expériences ont été tentées pour infirmer la théorie de MAXWELL quantitativement. Ceci est dû en grande partie, sinon à la forme d'esquisse du moins à la forme générale que lui a donnée son auteur. En particulier, les essais qui ont été faits pour étendre ses équations au courant alternatif, se sont butés à de grandes difficultés d'ordre mathématique. Une absorption prononcée a été trouvée pour beaucoup de substances contenant des impuretés en quantités relativement petites. Alors qu'une diminution de ces impuretés produit souvent une diminution d'absorption, il est douteux que celle-ci disparaisse complètement, et il est remarquable de voir qu'une combinaison suivant des quantités disproportionnées de deux substances se comporte malgré tout, selon les données de la théorie. De plus, si ces petites quantités agissent ainsi, une plus grande quantité n'agira-t-elle pas à un degré supérieur? Si les quantités d'impuretés suffisantes pour causer de l'absorption sont trop petites pour être contrôlées ou même observées, il y a peu d'espoir que la théorie soit jamais confirmée d'une manière absolue.

WAGNER. — L'exposé de MAXWELL suppose des couches successives de diélectriques différents, chacun ayant des valeurs différentes de λ et de k . On suppose que de nombreuses couches sont nécessaires pour réaliser l'expérience et cela conduit à des difficultés d'ordre mathématique. La courbe de charge pour deux substances indique une exponentielle négative du temps comme il a été dit. Se servant de cette relation, K. W. WAGNER examine les courbes correspondant à des substances diverses et dit que seuls quelques termes exponentiels sont nécessaires dans tous les cas pour expliquer les courbes d'expériences et que de plus les constantes de temps T , de ces termes, se rapprochent elles-mêmes plus ou moins d'une valeur principale T'_0 . Ceci l'amène, en conséquence, à nous dépeindre un diélectrique modèle présentant des variations de conductibilité et de pouvoir inducteur spé-

cifique, comme l'exige MAXWELL, mais évitant l'apparition simultanée de ceux-ci dans une substance diélectrique unique. Il propose un milieu diélectrique pur, sans conductibilité, mais muni de sphères conductrices qui y sont plongées et petites en comparaison de la distance qui les sépare. Sur ce modèle, il se livre à des calculs mathématiques d'une certaine étendue. Les constantes de temps de différents termes de la courbe d'absorption, sont fournies par différents groupes de sphères conductrices mélangées dans des proportions différentes aux diélectriques enveloppants. Il trouve des équations pour le déplacement électrique, la charge résiduelle, le temps constant... etc... qui concordent avec celles de la théorie de MAXWELL dans leur forme générale, mais qui comprennent quelques termes de moins. Il nous donne également une formule qui groupe ces termes et qui comprend seulement deux constantes pour le milieu diélectrique. Il observe la manière dont se comporte le modèle sous l'influence des changements de température et constate qu'elle est conforme aux résultats de l'observation. Cet exposé est grandement spéculatif et nous montre des relations intimes spéciales du diélectrique et du conducteur plongés dans le milieu. Il nous semble douteux que ce modèle puisse être soumis à l'expérience d'une manière satisfaisante. Sa seule valeur est peut-être d'offrir l'image d'un type de construction tenant compte des données de MAXWELL, tout en conservant l'idée d'un diélectrique homogène dénué de toute conductibilité.

CHAPITRE IV

THÉORIES DE L'ABSORPTION BASÉES SUR LE GROUPEMENT MOLÉCULAIRE

II^e GROUPE DE THÉORIES

Théories d'Hopkinson, Houlléviqve, Pellat, Von Schweidler.

Les phénomènes naturels les plus simples nous laissent perplexes et nous réduisent à tâtonner lorsque nous essayons d'en comprendre les effets et les causes. Si nous continuons nos efforts dans le but de déterminer la nature de chaque cause en particulier, nous arrivons rapidement à la limite de nos connaissances exactes et nous vogueons aussitôt dans le domaine de la spéculation métaphysique. Dans la plupart des cas et en ce qui concerne l'étude des phénomènes physiques, nous sommes généralement satisfaits si nous pouvons les exprimer sous formes de relations mécaniques fondamentales de force, de masse, de mouvement et d'énergie. Nous sommes intimement conscients des effets de ces relations, à chaque instant nous réagissons contre elles et nous avons établi des unités de mesure et des méthodes pour les calculer. En conséquence, nous les acceptons comme la pierre fondamentale sur laquelle nous pouvons construire une charpente de théories capables d'expliquer des phénomènes naturels plus complexes. D'où la tendance de la physique moderne à expliquer tous les phénomènes naturels en termes de masses moléculaires, atomiques, subatomiques, et de mouvements. Dans le champ spécial de l'électricité et du magnétisme, c'est seulement par celles de leurs manifestations obéissant aux lois de la mécanique, que nous sommes capables d'appliquer, à l'art et à la science de l'ingénieur, ces phénomènes les plus mystérieux de tous, sauf celui de la vie elle-même. Explications et théories ne sont donc que relatives et nous sommes généralement satisfaits si nous possédons sur un phénomène naturel nouveau une théorie nous permettant de l'expliquer en fonction d'un

phénomène plus fondamental encore et dont les lois soient bien connues, même si ces dernières ne sont pas absolument comprises. C'est ainsi que, depuis les premières découvertes des propriétés des diélectriques, de nombreuses explications sur leurs origines ont été avancées. Un petit nombre de ces explications, si même il en existe, se sont élevées au rang de théorie établie sur des expériences quantitatives.

En nous rappelant ceci, nous verrons que la théorie de MAXWELL sur l'absorption diélectrique, telle que nous l'avons esquissée dans les conférences précédentes, apparaît comme une véritable théorie au sens le plus précis du mot. Le fait que son auteur admet la possibilité de causes différentes amenant aux mêmes résultats, justifie néanmoins l'appellation de théorie. Elle nous donne l'explication d'un phénomène complexe sous forme d'un phénomène simple dont les lois sont connues. L'édifice est construit sur des propriétés bien connues, conductibilité électrique et pouvoir inducteur spécifique. Le fait que la nature intime de ces deux propriétés n'est pas bien comprise n'amène aucune difficulté. Ces deux propriétés sont si connues, elles ont fait l'objet d'études si approfondies, que non seulement on les a reconnues comme fondamentales dans le domaine de l'électricité, mais aussi qu'on s'en sert pour exprimer et pour décrire tous les phénomènes électriques. L'attrait principal de la théorie de MAXWELL vient de ce que celle-ci est basée simplement sur deux propriétés bien établies et qu'elle ne fait appel à aucune autre.

Les théories de l'absorption appartenant aux classes restantes, diffèrent essentiellement de celles de MAXWELL en raison de ce que la plupart sont basées sur la spéculation, c'est-à-dire en fait sur les phénomènes moléculaires ou atomiques, alors que ceux-ci ne sont pas encore clairement établis et qu'ils ont été introduits dans la théorie sous la forme de fonctions mathématiques particulières. Dans beaucoup de cas, les données de ces théories concordent assez bien avec les résultats de l'expérience. Nous verrons cependant que ces concordances résultent d'efforts ingénieux faits en vue de trouver une formule mathématique donnant des résultats déjà connus. Malgré cela, ces théories ont une très grande valeur. La théorie de MAXWELL n'a pas toutefois été vérifiée par des méthodes quantitatives. De plus il semble probable que la manière dont se comportent de nombreux diélectriques anormaux nous mettent en présence de phénomènes autres que ceux qui nous sont fournis par la théorie de MAXWELL. Parmi les

nombreuses théories que nous allons discuter, nous en rencontrerons au contraire beaucoup qui tendent à expliquer la nature de quelques-unes de ces manifestations anormales, bien qu'importantes, des diélectriques.

Comme nous l'avons déjà dit, l'attrait principal de la théorie de l'absorption de MAXWELL, tient à ce qu'elle est basée seulement sur des phénomènes électriques déjà connus et bien compris. Elle n'apporte aucune nouvelle hypothèse en ce qui concerne la manière dont se comporte la matière au point de vue électrique. Le pouvoir inducteur spécifique et la conductibilité expliquent tout. Il est naturel que la théorie ait été construite sur cette base simple, car, à l'époque de MAXWELL, on savait peu de choses sur les molécules, on n'avait pas encore découvert l'électron et les connaissances sur la structure de l'atome étaient encore du domaine de l'avenir.

En dépit de l'attrait causé par ces données si simples, la théorie de MAXWELL ne satisfaisait pas complètement les physiciens et les ingénieurs de son temps. Ceci était principalement dû à la forme incomplète qu'il lui avait donnée et aussi aux difficultés qu'il y avait à la vérifier par l'expérience. De plus, on ne pouvait pas trouver de substance simple ou pure qui fut entièrement dépourvue d'absorption. Il fut nécessaire d'admettre que des impuretés, en quantité trop petite pour être enlevées ou même observées, suffisaient néanmoins à causer des effets perceptibles d'absorption. Néanmoins, beaucoup de ces phénomènes observés par l'expérience rappelaient ceux qui se produisent dans une matière visqueuse et élastique sous l'influence de l'effort mécanique. Il est donc naturel qu'on ait proposé d'autres théories de l'absorption et qu'elles aient eu une certaine analogie avec celles qui se rapportaient aux autres phénomènes élastiques et visqueux. MAXWELL lui-même nous dépeint un éther élastique modifié par des molécules qui y seraient en suspension. Ainsi, pour se faire une juste image, il suffisait d'élargir l'idée de MAXWELL et d'y inclure la propriété de viscosité. En réalité, MAXWELL suggéra à HOPKINSON l'idée d'étudier la question de la charge résiduelle comme l'avait fait BOLTZMAN pour l'effet résiduel de la tension mécanique.

HOPKINSON. — JOHN HOPKINSON fut un des premiers qui étudièrent méthodiquement les phénomènes d'absorption diélectrique. Il était élève de Sir Wm THOMSON et de MAXWELL et bénéficiait de leurs idées et de leur expérience. Ce qui caractérise son œuvre, c'est l'ingéniosité

et la précision que l'on rencontre dans les quatre articles où il traite ce sujet et qui devraient être lus par tous ceux qui s'intéressent à l'étude des phénomènes diélectriques. Son premier article, paru en 1876, rend compte d'un certain nombre d'expériences sur le déclin de la charge résiduelle d'un condensateur et insiste en particulier sur la durée et la polarité des potentiels antérieurs de charge. Il nous montre quelques-unes de ces courbes de décharge. Nous en reproduisons

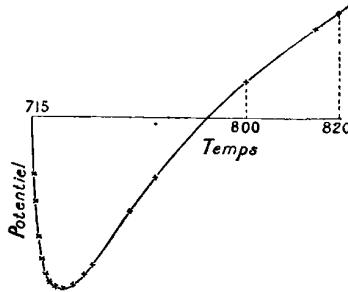


Fig. 17. — Renversement de signe de la charge résiduelle. — Hopkinson.

deux ici (*fig. 17*), montrant l'inversion de la polarisation et indiquant leur relation avec les périodes de charge antérieures. Il tente d'expliquer que les diélectriques constituent un mélange et que les composants parviennent à la polarisation complète et à son déclin avec des vitesses différentes. Nous avons ici un aperçu de la théorie de MAXWELL et nous pouvons croire que la proposition d'HOPKINSON est un reflet de ses entretiens avec MAXWELL. Nous avons également remarqué qu'HOPKINSON rappelle cette citation de Sir Wm THOMSON : « Les charges sortent du verre en sens inverse de celui où elles y entrent ». Dans cet ouvrage, il essaye aussi de trouver une équation pour exprimer la vitesse de déclin de la charge résiduelle et conclut que la courbe ne peut pas s'exprimer par un seul terme exponentiel négatif ni même par deux, mais que plusieurs de ces mêmes termes pourraient y suffire.

C'est dans son second ouvrage, paru en 1877, qu'HOPKINSON, inspiré par MAXWELL, développa la théorie de BOLTZMAN sur un phénomène résiduel élastique. Il pose une équation, pour le potentiel résiduel d'un diélectrique, analogue à l'équation de torsion angulaire d'un câble tordu sous l'influence d'une succession de couples de grandeurs et de directions différentes. Chaque couple, après avoir été appliqué pen-

dant un certain temps, est supposé produire, avec le temps, un relâchement graduel soutenu, c'est-à-dire une augmentation de déplacement angulaire et le déclin de celui-ci se reproduit dans les couples de torsion suivants. La formule de HOPKINSON est essentiellement la suivante :

$$D(t) = \frac{K}{4\pi} E(t) + \int_0^{\infty} E(t-u)\varphi(u)du. \quad (1)$$

Cette formule montre que le déplacement réel $D(t)$ dans un diélectrique à n'importe quel moment, se compose de deux termes : le premier est le déplacement normal déterminé par la constante diélectrique du milieu et par la valeur instantanée de la tension $E(t)$, d'accord avec la théorie fondamentale. Le second terme est la somme des effets résiduels de toutes les valeurs précédentes de E considérées en fonction d'un temps écoulé u . La formule (1) a la propriété importante de donner la variation du déplacement lorsque l'intensité du champ électrique a varié antérieurement suivant une fonction quelconque de temps $E(t)$. Chaque effet résiduel des valeurs précédentes de E décroît avec le temps écoulé en fonction d'une quantité définie $\varphi(t)$ et les effets résiduels simples se superposent. La formule est, en fait, un exposé du principe de superposition, qui devient alors une donnée fondamentale de la théorie élastique de HOPKINSON. D'après des expériences nombreuses, il conclut que ses équations ne sont qu'approximatives mais suffisent à étayer sa conclusion principale, à savoir que les effets sur un diélectrique les f.e.m. antérieures et actuelle sont superposables. HOPKINSON est aussi l'un de ceux qui ont essayé d'étendre le principe de superposition au cas des forces électromotrices alternatives. Ses expériences le conduisent à étudier l'absorption correspondant à des intervalles de temps très courts. Il imagine, par la suite, une méthode par laquelle, au moyen d'un pendule, il put tracer des courbes de charge absorbée à des intervalles de 0,0002 de seconde au delà des périodes initiales de charge et de décharge.

HOULEVIGUE. — M. L. HOULLEVIGUE, de l'Université de Lyon, nous a donné une des plus simples et des meilleures explications de la théorie élastique de l'absorption. Il est frappé par le fait que la théorie de MAXWELL n'explique, ni la forme générale de la courbe de décharge du condensateur, ni les exceptions de la relation entre le pouvoir inducteur spécifique et l'indice de réfraction ($k = n^2$) qui dérive de la théorie générale électromagnétique de MAXWELL. HOULLEVIGUE déve-

loppe la définition du diélectrique de MAXWELL et il imagine que les molécules du diélectrique sont suspendues dans l'éther. L'éther est relié à chaque molécule par une sorte de connexion élastique. Sous l'influence du champ électrique, l'éther se déplace dans la direction du champ jusqu'à ce que l'état d'équilibre avec la réaction élastique soit atteint. L'effet est instantané pour un condensateur avec diélectrique parfait. Dans le cas d'un diélectrique avec absorption, il est dit que les molécules cèdent sous l'effort de la tension, leur position moyenne se déplace dans la direction du champ, et le déplacement, de l'éther croît par suite de ce déplacement moléculaire. Ainsi, le phénomène d'absorption est supposé tirer son origine de la viscosité de la substance du diélectrique. Le déplacement total d'un diélectrique imparfait se compose donc de deux parties : a) Un déplacement instantané de l'éther jusqu'à ce que les forces élastiques entre l'éther et les molécules soient en équilibre. b) Un relâchement graduel des molécules sous l'influence de la tension causée par le premier déplacement. Ce point de vue amène à la loi de viscosité suivant laquelle les forces en jeu, ainsi que le déplacement dépendent, non seulement du déplacement lui-même, mais encore de la rapidité avec laquelle il se produit. C'est-à-dire qu'il se produit une réaction de frottement proportionnelle à la vitesse du déplacement. Ce frottement se transformera naturellement en chaleur, ce que nous constaterons à l'élévation de température des condensateurs sous l'influence de f.e.m. alternatives.

A ce simple exposé correspond un calcul simple que HOULLEVIGUE étend au cas alternatif. Une théorie de ce genre, basée comme elle l'est sur une simple donnée mécanique, est extrêmement intéressante. De plus, en ce qui concerne la manière dont un diélectrique se comporte sous l'influence d'un potentiel continu, on trouverait probablement qu'elle satisfait au résultat de l'expérience autant que n'importe quelle autre théorie. F. W. GROVER a, néanmoins, examiné les formules de HOULLEVIGUE se rapportant au cas alternatif, et les a appliquées à ses propres observations sur un certain nombre de condensateurs. Il trouve que, dans le cas où la fréquence augmente, cette théorie nécessite une valeur minimum de la capacité apparente, inférieure à la capacité géométrique, et croissant par la suite. Quelques observateurs ont noté que la capacité apparente décroît uniformément quand la fréquence augmente et qu'elle s'approche de la valeur de la capacité géométrique pour les très hautes fréquences. Ces

résultats constituent donc une objection sérieuse à des théories élastiques comme celle de HOULLEVIQUE.

PELLAT. — Une autre théorie importante est celle de M. H. PELLAT. Il ne cherche pas à expliquer les causes fondamentales de l'absorption ni non plus l'ultime caractère du processus en question. Il prouve par l'expérience, que des diélectriques soumis à une force électrique manifestent une polarisation initiale instantanée à laquelle s'ajoute une seconde polarisation qui change avec le temps. Cette seconde polarisation composante variable conduit au phénomène résiduel ordinaire. Il se propose donc de donner une explication de la loi qui régit la variation des polarisations en fonction du temps, en valeurs qualitatives et quantitatives. La loi qu'il propose est que la partie variable de la polarisation tend vers une valeur finale proportionnelle à la force électrique appliquée, et cela avec une vitesse toujours proportionnelle à la différence qu'elle présente sur sa valeur finale.

PELLAT considère que le déplacement de la théorie fondamentale se divise en deux parties.

$$D(t) = D'(t) + D''(t). \quad (2)$$

La première sera

$$D'(t) = \frac{\mathbf{K}E(t)}{4\pi}, \quad (3)$$

dans laquelle E représente le champ électrique. La deuxième partie, comme il est dit précédemment, est supposée correspondre à l'équation

$$\frac{dD''(t)}{dt} = \alpha[D'(\infty) - D''(t)] = \alpha \left[\eta \frac{\mathbf{K}}{4\pi} E(t) - D''(t) \right]. \quad (4)$$

PELLAT désigne par D' la polarisation « fictive » et par D'' la polarisation « vraie ». Il semble établir ici que le déplacement instantané ordinaire est moins une propriété de la substance que de l'éther alors que dans la seconde partie, il semble que ce soit une propriété essentielle du diélectrique. D'autres préfèrent les termes « composants normaux » et « composants visqueux » du déplacement total.

D'après ce qui précède lorsque le champ électrique E_0 est constant, et pour $t > 0$ nous aurons

$$D''(t) = \eta \frac{\mathbf{K}E_0}{4\pi} (1 - e^{-\alpha t}), \quad (5)$$

$$i(t) = \frac{dD'(t)}{dt} = \alpha \eta \frac{\mathbf{K}}{4\pi} E_0 e^{-\alpha t}. \quad (6)$$

Ainsi la loi de la variation, en fonction du temps, du courant

anormal réversible, prend la simple forme exponentielle négative. En intégrant l'équation (6) ci-dessus, nous aurons pour un genre quelconque de variation du champ électrique $E u$ dans le temps passé un déplacement variable pour chaque moment t :

$$\left. \begin{aligned} D''(t) &= e^{-\alpha t} \int_0^t \alpha \eta \frac{K}{4\pi} E(u) e^{-\alpha u} du, \\ D''(t) &= \alpha \eta \frac{K}{4\pi} \int_0^\infty E(t - \omega) e^{-\alpha \omega} d\omega, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

dans laquelle $u = t - \omega$. Le déplacement total sera

$$D(t) = \frac{K}{4\pi} E(t) + \alpha \eta \frac{K}{4\pi} \int_0^\infty E(t - \omega) e^{-\alpha \omega} d\omega. \quad (8)$$

Ainsi, la variation de déplacement satisfait au principe de superposition et la théorie de PELLAT apparaît comme un cas particulier de celle de HOPKINSON dans laquelle $\zeta(t)$ prend la forme $Ae^{-\alpha t}$.

La conception simple de PELLAT de la variation de déplacement et l'approximation très voisine de l'observation de sa formule du courant de charge anormal est très attrayante, même en l'absence d'explications complémentaires. Pour suppléer à cette négligence, Von SCHWEIDLER a développé considérablement la proposition de PELLAT, d'abord avec l'intention de la mettre plus en accord avec l'observation et ensuite afin de nous présenter une image du fonctionnement du mécanisme fondamental.

VON SCHWEIDLER. — La théorie de PELLAT nous indique la variation exponentielle négative simple du courant anormal réversible avec le temps. Cette relation résulte aussi de la théorie de MAXWELL pour le cas d'un mélange de deux substances. Nous avons déjà constaté que les courbes établies d'après l'expérience concordent rarement avec cette relation simple, et qu'elles ne concordent pas davantage avec les autres relations données dans notre 2^e chapitre. Un moyen commode pour identifier les résultats de l'expérience avec ceux de la théorie, est d'admettre la présence d'autres diélectriques en petit nombre, c'est-à-dire de transformer la courbe expérimentale en une série d'autres courbes, chacune d'elles obéissant à l'exponentielle simple ou à d'autres formes de relation de décroissance continue. HOPKINSON, par exemple, applique la relation exponentielle négative à quelques-unes de ses courbes, et en conclut que plus de deux termes sont nécessaires pour représenter ses résultats. Nous avons déjà constaté que WAGNER avait appliqué cette méthode quand nous avons discuté la théorie de

MAXWELL. STEINMETZ a montré que la courbe du courant d'absorption d'un certain câble à haute tension pouvait être représentée très approximativement par trois courbes exponentielles, voir figure 18. Cette analyse de STEINMETZ est très intéressante. L'isolant en papier imprégné possède un caractère très complexe, et montre toujours un très grand degré d'absorption. Le fait que sa courbe est susceptible

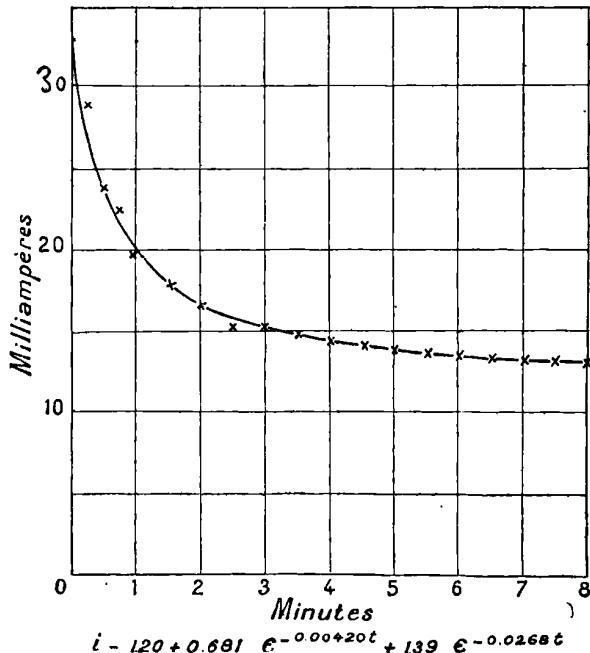


Fig. 18. — Courant d'absorption d'un câble de haute tension. — Steinmetz.

d'une analyse aussi simple indique peut-être, que, du moins en ce qui concerne l'isolation, la forme exacte de la courbe d'absorption est relativement de faible importance.

Von SCHWEIDLER a adopté cette méthode en développant la théorie de PELLAT. Il admet que le déplacement anormal D' s'exprime en un certain nombre de termes, chacun satisfaisant à l'équation différentielle de PELLAT mais ayant chacune des valeurs différentes de η et de α . Ainsi, l'expression du déplacement anormal se compose d'une série de termes. Le diélectrique est caractérisé par les constantes normales K et λ et en plus par une fonction appelée fonction de distribution qui définit la manière dont se présentent les constantes η et α .

Afin de donner à la théorie une interprétation physique, il cherche les causes d'absorption dans les oscillations de haute fréquence des charges moléculaires. Constatant que ces oscillations sont comprises dans les phénomènes de dispersion et d'absorption des ondes électromagnétiques, il suppose qu'il y a aussi d'autres types de molécules en présence. Les oscillations des charges de ces molécules sont amorties de manière apériodique de sorte que, même dans des champs électriques dont le changement est relativement lent, ces charges retournent à leurs positions d'équilibre avec un retard perceptible. Il est, de plus, nécessaire de supposer qu'il y a autant de molécules de différentes sortes que le demande la fonction de distribution. Pour donner une explication plus simple de la fonction de distribution, il se sert de la méthode employée par WIECHERT pour la théorie de « l'effet persistant postérieur élastique » et dont nous avons fait mention en décrivant le développement de la théorie de MAXWELL par WAGNER. Par ce moyen, les différentes séries de constantes se groupent auprès d'un groupe dominant, et le nombre des groupes et leur proximité du groupe central est indiqué par une seule constante de la substance. Von SCHWEIDLER dit que, en général, il suffit de trois groupes de constantes, c'est-à-dire de trois termes du type PELLAT, pour calculer toutes les valeurs mesurées, continues et alternatives.

Quant à la confirmation expérimentale, GROVER conclut, après études faites sur des condensateurs en papier, que parmi les diverses théories successivement examinées, la théorie de PELLAT modifiée par Von SCHWEIDLER est la seule qui puisse donner des résultats quantitatifs concordant avec l'observation. Les quantités étudiées sont des changements de capacité et d'angles de pertes avec la fréquence et la température. Constatons cependant que GROVER n'avait pas pris connaissance de la théorie de MAXWELL après que WAGNER l'eut étendue, modification qui eut lieu peu après, et qui comprend le type de variation du courant de charge anormal tout en adoptant la même méthode pour l'étude des groupements et en admettant un certain nombre de termes. Il semble certain qu'une concordance également parfaite eût été obtenue d'après les équations de WAGNER. En fait, on peut dire la même chose de toute théorie accordant au milieu un certain nombre de termes obéissant tous à une fonction de décroissance continue $\varphi(t)$ de forme relativement simple, mais avec des termes constants de valeurs différentes. Il est probable que WAGNER, peu enclin à admettre l'idée de Von SCHWEIDLER d'oscillations moléculaires à période lente,

imagina un diélectrique anormal comprenant seulement les propriétés fondamentales de pouvoir inducteur spécifique et de conductibilité, se rangeant ainsi aux idées de MAXWELL. On peut dire que le développement de la théorie de MAXWELL par WAGNER et de celle de PELLAT par VON SCHWEIDLER n'ont rien ajouté à nos connaissances. Leurs analyses sont toutes artificielles et nous offrent seulement l'image de la structure d'un diélectrique qui pourrait représenter les données d'expérience. WAGNER devra nous présenter un diélectrique possédant seulement un pouvoir inducteur spécifique et une conductibilité électrique dans certaines parties et des particules conductrices discontinues dans d'autres, et VON SCHWEIDLER devra nous donner une preuve indépendante de l'existence de ces différentes sortes de molécules avant que leurs prétendues théories soient acceptées comme telles. En réalité, on pourrait dire la même chose de toutes les théories qui ont été discutées dans cette conférence. Elles nous offrent une image qui tient compte des faits, mais sans donner de preuves. L'unique conclusion certaine qu'elles semblent nous apporter dans chaque cas, c'est qu'elles concordent toutes avec l'équation (1), c'est-à-dire qu'elles obéissent au principe de superposition, que des équations peuvent être établies pour des mélanges de plusieurs variétés du même diélectrique, ces équations obéissant toutes à l'équation (1), et que, en mettant les choses au mieux, il est en général nécessaire de supposer la présence de deux ou plusieurs substances soit étrangères, soit dérivant d'une même substance fondamentale.

Hystérésis diélectrique.

On a fréquemment décrit le phénomène ordinaire d'absorption que nous avons discuté comme une certaine forme d'hystérésis diélectrique. On admet que l'hystérésis du fer est un phénomène moléculaire; l'hystérésis diélectrique, en tant que théorie, peut donc trouver place dans ce chapitre où sont discutées les théories qui tentent d'expliquer l'absorption moléculaire en se basant sur la manière dont se comportent les molécules.

A première vue, il semble qu'on puisse établir une théorie de l'hystérésis diélectrique. Les courbes expérimentales relevées entre le champ électrique et l'intensité de polarisation et de charge résiduelle se présentent souvent sous forme de boucles fermées. La figure 19 montre une série de courbes observées par M. MOLLINE, qui

donnent la relation entre l'intensité de polarisation et la force électrique. La ressemblance entre celles-ci et les courbes de l'hystérésis dans les substances magnétiques est manifeste. Si le phénomène résiduel ordinaire et les pertes dans les diélectriques sous l'influence de f. e. m. alternatives sont dus à la viscosité du milieu diélectrique, le terme « hystérésis » est bien choisi. Mais ceci n'est pas du tout certain. A mon avis, nous ne possédons pas de preuves suffisantes que les phénomènes d'absorption tels que nous les observons, peuvent justifier l'usage du terme « hystérésis ». De sérieuses objections s'opposent même à l'emploi de ce terme en ce sens.

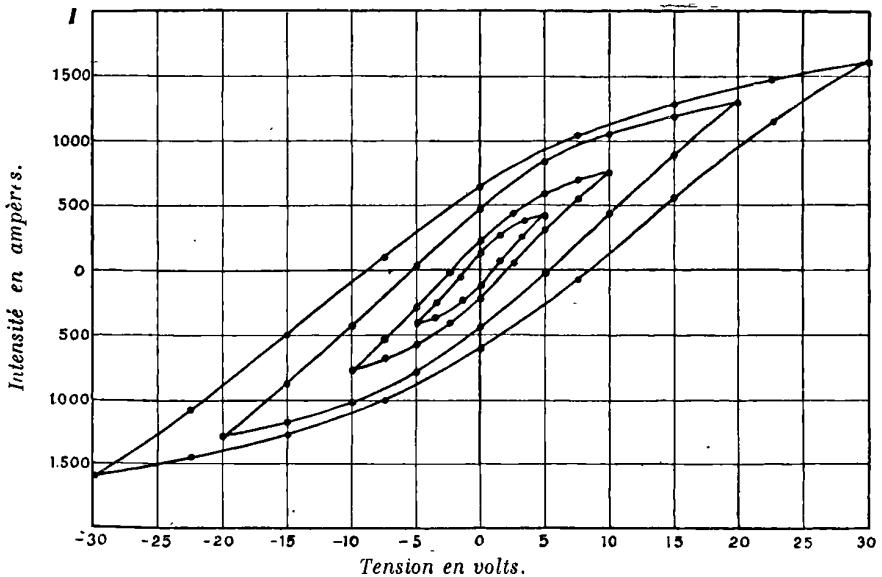


Fig. 19. — Boucles d'hystérésis diélectrique (Mouline).

Le mot hystérésis n'a jamais été apparemment bien défini. Si l'on admet qu'il se rapporte à tous les phénomènes en général, dans lesquels la valeur de l'effet d'une force dépend, non seulement de la valeur de cette force, mais également des faits antérieurs, il y a quelque raison d'appliquer ce terme aux diélectriques anormaux. Car les milieux élastiques, diélectriques et magnétiques, la possèdent également. STEINMETZ est le premier sans doute qui employa ce terme en parlant des diélectriques peu après ses remarquables travaux sur l'hystérésis magnétique. On s'en est largement servi depuis comme pour marquer que l'on considère comme semblables les deux phénomènes en ce qui touche leurs caractères fondamentaux. Ceci est dû

probablement : a) au parallélisme étroit entre les théories fondamentales du magnétisme et les phénomènes diélectriques purs μ et K : b) à ce que l'électrification cyclique des diélectriques anormaux donne souvent pour la relation entre E , la force électrique, et Q , la charge totale, une courbe fermée : c) à ce que la perte du diélectrique par cycle est généralement proportionnelle à E^n , n dans certains cas ayant une valeur voisine de 1,6.

Mais, si l'on se sert du terme d'hystérésis pour décrire le phénomène entier, comme il arrive dans les substances magnétiques, on ne doit pas l'appliquer aux diélectriques, ceux-ci se comportant parfois d'une manière toute différente de celle des substances magnétiques. Les ouvrages de HESS, de BEAULARD, de GERMANISCHKAJA et de certains autres nous ont fait connaître les différences essentielles qui distinguent les diélectriques des substances magnétiques.

a) Il n'y a pas de point de saturation, D étant proportionnel à E jusqu'au point de rupture.

b) La valeur finale stationnaire du déplacement est toujours proportionnelle à la chute de tension, pour les valeurs croissantes et décroissantes bien qu'on tienne compte d'un élément de temps.

c) La perte diélectrique par cycle, varie grandement avec la fréquence, au contraire de la perte magnétique (excepté peut-être dans dans les cas de très haute fréquence).

d) Il n'y a ni déplacement résiduel permanent diélectrique, ni force coercitive.

e) Le courant de charge anormal ne peut s'expliquer au moyen de l'hystérésis. Hess étudie les différences qui existent entre l'hystérésis et la viscosité et il considère que les phénomènes observés dans les diélectriques rentrent plutôt dans les propriétés de la première. Dans l'hystérésis, nous avons deux valeurs de B pour chaque valeur de H , et qui dépendent seulement de la direction suivant laquelle on s'approche de H et de H_{\max} . Elles sont indépendantes de la rapidité du cycle de H entre des limites étendues (de fréquence). Dans un milieu visqueux, cependant, il peut exister un nombre quelconque de valeurs de B pour la même valeur de H , dépendant de la rapidité du cycle de H , mais, pour des cycles très lents, il n'y a qu'une valeur de B pour chaque valeur de H . L'hystérésis est donc clairement mise en évidence pour des cycles lents dans le fer, mais non dans les diélectriques.

CHAPITRE V

THÉORIES DE L'ABSORPTION BASÉES :

A. — SUR LA STRUCTURE ATOMIQUE

B. — SUR LES ANOMALIES DE CONDUCTIBILITÉ]

A. — III^e GROUPE DE THÉORIES

Dans notre troisième groupe de théories, nous nous efforcerons d'expliquer la manière anormale dont se comportent les diélectriques en fonction du mouvement des électrons à l'intérieur de l'atome. L'idée que le déplacement électrique est dû aux mouvements des charges à l'intérieur de la molécule ou de l'atome remonte à HELMHOLTZ en l'année 1870, et elle a souvent été mise en avant pour expliquer les phénomènes de déplacement anormaux. Nous avons vu, par exemple, que VON SCHWEIDLER, dans son développement de la théorie de MAXWELL a supposé que les charges à l'intérieur de la molécule présentent des oscillations d'amortissements différents. De plus, chez quelques auteurs, la notion d'hystérésis diélectrique implique la conception de mouvement des charges à l'intérieur de la molécule. Dans beaucoup de cas, l'idée de mouvement des charges, n'est pas limité à la molécule ou à l'atome, mais s'étend beaucoup plus loin à travers le corps du diélectrique. Beaucoup de phénomènes, qui se produisent dans les diélectriques liquides, par exemple, comme nous le verrons plus loin, sont dus, presque certainement, au mouvement de charges moléculaires sur une distance considérable. La même conception a été étendue récemment au cas des diélectriques solides. ANDERSON et KEANE ont imaginé un glissement lent d'électrons à travers la masse diélectrique vers les électrodes, ce qui conduit à une explication des courants de charge et de décharge anormaux. Toutes ces conditions, cependant, n'ont que la valeur de simples opinions, si on les compare à la seule théorie appartenant à cette classe et qui se détache en relief, celle de DÉCOMBE.

DÉCOMBE, en cherchant à expliquer l'échauffement des condensateurs, constate le fait général remarquable que la plupart des modifi-

cations thermodynamiques sont inséparables de phénomènes électriques perceptibles. Les déformations mécaniques s'accompagnent de manifestations calorifiques et électriques (effets tribo et piézo électriques, déformations capillaires, chocs, clivage, etc.). Des effets semblables se rencontrent dans les relations chimiques, comme dans les modifications thermiques des cristaux et des cellules thermo-électriques, des effets de THOMSON et PELTIER, etc. Il en conclut que l'absorption et les pertes diélectriques peuvent également s'expliquer en fonction de mouvements ou de déformations d'électrons à l'intérieur de l'atome, et il donne à sa théorie un développement étendu et intéressant, en la basant sur la théorie générale des électrons de LORENTZ.

En séparant le déplacement de l'éther de celui de la matière, comme dans la théorie de MAXWELL, nous aurons :

$$K = 1 + 4\pi k. \quad (1)$$

Nous avons ainsi le déplacement de MAXWELL,

$$D = \frac{KE}{4\pi} = \frac{E}{4\pi} + Ek. \quad (2)$$

Le terme Ek représente la polarisation dans le diélectrique. DÉCOMBE écrit $m = Ek$ pour indiquer qu'il adopte l'idée que la polarisation du diélectrique est équivalente ou identique au déplacement de l'électron à l'intérieur de l'atome, d'après LORENTZ.

Pour un condensateur unité, on peut donc écrire l'équation (2) sous la forme :

$$q = k_0 E + m, \quad (3)$$

dans laquelle $k_0 = \frac{1}{4\pi}$. Nous aurons encore, d'après LORENTZ :

$$a \frac{d^2 m}{dt^2} = E - bm - c \frac{dm}{dt}, \quad (4)$$

qui représente l'équation ordinaire de l'équilibre mécanique entre la force appliquée et les forces de réaction dues à l'accélération, l'élasticité et la friction qui accompagnent le déplacement m . Ici E représente le champ électrique et a , b et c sont des constantes d'inertie, d'élasticité et de friction électriques associées au déplacement ou mouvement de l'électron à l'intérieur de l'atome. Pour des fréquences moindres que celles qui correspondent à la lumière, on peut admettre

que l'électron n'a pas d'inertie ; et alors le terme d'accélération disparaît, et nous avons,

$$\therefore E = bm + c \frac{dm}{dt}. \quad (5)$$

Les équations (3) et (5) sont les équations fondamentales de l'exposé de DÉCOMBE. Il les examine à la lumière de deux faits donnés par l'expérience, savoir : le principe de superposition, et les oscillogrammes et pertes de puissances observés par HOCHSTÄDTER dans les câbles à haute tension sous l'influence de l'effort alternatif. Il pose que l'équation (5) est conforme au principe de superposition, de la manière suivante :

Si m_1 est une solution générale de

$$E_1 = bm + c \frac{dm}{dt}, \quad (6)$$

et si m_2 est une solution générale de

$$E_2 = bm + c \frac{dm}{dt}, \quad (7)$$

dans ce cas $m_1 + m_2$ satisfait à

$$E_1 + E_2 = bm + c \frac{dm}{dt}. \quad (8)$$

DÉCOMBE paraît supposer que ceci est une preuve suffisante que l'équation (5) est conforme au principe de superposition. En réalité, la preuve n'existe que dans le cas particulier où E_1 et E_2 agissent ensemble, le phénomène de polarisation résultant, pendant l'application de E_1 et de E_2 , sera l'effet combiné de la polarisation due à E_1 et E_2 agissant isolément. Néanmoins, comme l'a démontré clairement M. BOUASSE, il n'y a rien là qui se rapporte à la période qui suit la suppression des valeurs de E . Dans ce cas, l'équation (5) demande la même loi du retour (exponentielle) à la condition neutre dans tous les cas. L'expérience montre néanmoins que le déclin de polarisation qui suit la suppression de la tension appliquée peut suivre des types de variation divers, quelquefois contraires, et ne dépendant que des états antérieurs. Cette contradiction seule semble suffire à mettre en doute la précision des données de DÉCOMBE.

Nous constaterons néanmoins que, pour E constant, c'est-à-dire pour une valeur constante de la force électro motrice appliquée de façon continue, l'équation (5) peut être résolue pour m , et que $\frac{dm}{dt}$ peut être évalué. D'ailleurs $\frac{dm}{dt}$, vitesse de changement de polarisation,

représente le courant de charge anormal. La valeur ainsi obtenue par la solution de l'équation (5) montre que le courant anormal de charge prend une expression exponentielle négative en fonction du temps, d'accord avec la théorie de MAXWELL et comme on l'observe souvent dans les expériences.

L'attention de DÉCOMBE fut attirée sur ce point par les pertes dans les diélectriques sous l'influence de l'effort alternatif et résultant de l'échauffement dans les condensateurs SIEMENS. C'est ainsi qu'il a été amené à s'occuper du cas alternatif. Les calculs de HOCHSTÄDTER sur les câbles à haute tension lui fournirent un moyen de comparer sa théorie aux résultats de l'expérience. Les équations (3) et (5) nous donnent les bases fondamentales de sa théorie.

Au moyen de l'oscillographe, HOCHSTÄDTER put tracer les courbes des variations simultanées avec le temps, de la différence de potentiel E appliquée au câble et de l'intensité du courant de charge. Ainsi et par intégration graphique, il put obtenir la courbe correspondante de la vitesse de variation de la charge totale, et aussi la courbe représentant l'énergie perdue pendant la charge. DÉCOMBE étudie ces courbes et montre que, si on multiplie toutes les ordonnées de la courbe de E par le même coefficient C (égal au rapport $\frac{q_m}{E_m}$ qui est la capacité statique du condensateur) la courbe obtenue peut se superposer exactement à celle de q moyennant une légère avance de phase. Si donc E variant avec le temps, nous l'exprimons par $E = F(\omega t)$, ($\omega = 2\pi f$) la valeur instantanée de la charge totale peut être exprimée par

$$q = CF(\omega t - \psi), \quad (9)$$

où ψ est un très petit angle. En développant et en lui donnant la valeur de q de l'équation (3) on trouve que la polarisation prend la même forme

$$m = kF(\omega t - \Phi), \quad (10)$$

où k représente la susceptibilité diélectrique et

$$\Phi = \frac{4\pi'(\psi)}{C - 1}. \quad (11)$$

L'équation (10) montre ainsi que la courbe de variation de m , la polarisation, a la même forme que celle de q , la charge. C'est un des principes essentiels de la théorie de DÉCOMBE que les propriétés anormales des diélectriques trouvent leur origine dans la manière dont se comporte la polarisation. Comme conséquence, il préfère représenter par k plutôt que par C , la constante fondamentale du condensateur.

Il pose en fait que C , capacité électrostatique, composée de deux parties, l'une due à l'éther, l'autre due à la substance, n'a qu'une constance apparente.

Sa variation est rarement observée à cause de la faible valeur des angles de perte entre q et E . En se servant donc de m et de k , l'équation fondamentale (3) devient :

$$q = k_0 F(\omega t) + k F(\omega t - \Phi), \quad (12)$$

qui établit que la polarisation du diélectrique retarde sur celle de l'éther et aussi sur celle du champ électrique. Si on étend maintenant la fonction périodique $E = F(\omega t)$, et aussi l'équation (10) à la série de FOURIER et qu'on néglige dans Φ les termes de plus grande valeur, on trouve que l'équation est satisfaite complètement avec les valeurs suivantes pour b et pour c .

$$b = \frac{1}{k}; \quad c = \frac{\Phi}{\omega k}; \quad (14)$$

c'est-à-dire que, dans le cas d'un champ électrique alternatif, l'équation fondamentale (5) est vérifiée si on remplace m par sa valeur expérimentale déterminée par l'équation de HOCHSTÄDTER, par exemple. Les constantes de l'équation sont exprimées en quantités mesurables. On voit que la constante d'élasticité b est inversement proportionnelle à k , pendant que la constante de friction ou de consommation d'énergie c est directement proportionnelle à la différence de phase Φ et inversement proportionnelle à la fréquence et à la susceptibilité k . DÉCOMBE montre aussi que c'est là une propriété générale qui prévaut pour un champ qui varie de manière quelconque avec le temps.

Après avoir montré que ces équations fondamentales sont compatibles avec les faits d'expérience observés sous l'influence de potentiels continus, et avec la manière dont se comporte le courant de charge sous l'influence de potentiels alternatifs, DÉCOMBE entreprend de nous donner d'autres preuves concluantes. Il s'aide de la théorie de MAXWELL, des travaux de HESS et de PELLAT, et finalement il développe ses équations pour expliquer l'échauffement des diélectriques sous l'influence de l'effort alternatif et compare les indications de cette théorie aux résultats de l'expérience.

Considérant la théorie de MAXWELL, il rencontre aussitôt les mêmes difficultés que les autres, c'est-à-dire que la forme sous laquelle la théorie est présentée par son auteur ne comporte pas, par une méthode simple, de preuve expérimentale. En conséquence, DÉCOMBE ne trouve aucune expérience qui soutienne la théorie de MAXWELL. Il se

tourne alors vers HESS, qui propose comme équivalent de la couche diélectrique de MAXWELL, une simple couche de substance diélectrique homogène dans laquelle sont introduites de petites particules de substance conductrice. HESS montre qu'un semblable diélectrique manifestera les effets ordinaires de charge résiduelle, et que, de plus, il se comportera comme un système de deux condensateurs en série dont l'un est shunté par une petite résistance. DÉCOMBE établit que si la couche hétérogène de HESS ou son système équivalent de condensateurs est placé dans un champ électrique alternatif, la charge instantanée q du système satisfait à une équation différentielle de forme exactement semblable à celle que l'on obtient en éliminant m entre les deux équations fondamentales (3) et (5). Il insiste alors sur le fait que ses équations tiennent compte suffisamment des phénomènes de charge résiduelle, mais qu'elles ont l'avantage sur celles de MAXWELL et de HESS de n'imposer aucune supposition quant à la constitution des diélectriques. Les substances diélectriques diffèrent eu égard aux effets résiduels, parce que leurs atomes ont des structures internes différentes. Il n'est pas nécessaire de supposer un mélange de deux diélectriques pour expliquer la charge résiduelle. DÉCOMBE fait également remarquer que, d'après la théorie de MAXWELL, les pertes dans les diélectriques sont dues à leur seule conductibilité, alors que de nombreuses expériences ont démontré que de semblables pertes dépassent de beaucoup la valeur de celles qui seraient dues seulement à la conduction. En fait, il établit que la couche diélectrique de MAXWELL et le système des condensateurs équivalents de HESS ne sont en réalité que des modèles particuliers ou des combinaisons qui se comportent de la même manière que dans un diélectrique réel. Il estime qu'un diélectrique vrai contient, par sa polarisation m et par le terme de friction $c = \frac{dm}{dt}$, tout ce qui est nécessaire pour expliquer les phénomènes de charge résiduelle et de pertes. Il attire également l'attention sur le fait que le terme $c = \frac{dm}{dt}$ dans l'équation de LORENTZ, a une origine purement expérimentale. Cela est nécessaire pour expliquer l'existence des phénomènes bien connus d'absorption lumineuse. Donc, selon DÉCOMBE, l'absorption lumineuse et l'absorption diélectrique sont toutes deux dues à la résistance de friction causée par le mouvement d'électrons à l'intérieur de l'atome.

Rappelons que, dans le développement de la théorie de HOPKINSON

par PELLAT, ce dernier prétend que le courant de polarisation à chaque moment est proportionnel à l'excès de la polarisation finale M sur la polarisation instantanée m . De plus, il a été démontré que cette hypothèse donne des résultats qui s'accordent avec le principe de superposition. DÉCOMBE fait voir que ses équations fondamentales (3) et (5) conduisent à une expression qui s'accorde avec l'exposé de PELLAT. Il raisonne comme suit : appliquons à notre condensateur élémentaire une différence constante de potentiel E . Après un temps suffisant, la polarisation atteint sa valeur finale M . Alors $\frac{dm}{dt} = 0$ et, d'après l'équation (5), $E = bM$. En substituant ces relations dans l'équation (5), nous aurons :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{b}{c}(M - m). \quad (15)$$

Ce qui revient évidemment à l'exposé de la conception de PELLAT. DÉCOMBE se souvient que PELLAT a montré que sa conception est d'accord avec les observations expérimentales de J. CURIE, il trouve aussi une nouvelle preuve à l'appui de sa théorie.

Il est évident néanmoins, que ce qui intéresse particulièrement DÉCOMBE, ce sont les pertes dans les diélectriques et l'échauffement dans les condensateurs (échauffement SIEVENS) sous l'influence de l'effort alternatif, et aussi l'explication de ces pertes par sa théorie. Si nous soumettons un condensateur à plateaux parallèles, élémentaire, ordinaire, à l'influence d'une différence alternative de potentiel $E = f(\omega t)$, l'élément d'énergie absorbée sera donné par $E dq$. Mais, d'après l'équation (3), dq a la forme $dm + k_0 dE$, par conséquent, l'élément d'énergie absorbée prendra la forme :

$$dW = Edq = E(dm + k_0 dE). \quad (16)$$

En intégrant cette expression de zéro à T , T représentant la durée d'une période, nous obtiendrons, pour l'énergie W dissipée pendant une période :

$$W = \int_0^T Edm. \quad (17)$$

Si on remplace, dans la valeur de W , la quantité E par sa valeur dérivée de l'équation fondamentale (5), on obtient, en observant que l'intégrale de Ede et de mdm , chacune dans un cycle fermé, est égale à zéro :

$$W = \int_0^T c \left(\frac{dm}{dt} \right)^2 dt. \quad (18)$$

La formule (18) qui représente l'énergie dissipée dans une période nous montre que l'élément d'énergie absorbée est proportionnel au carré du courant de polarisation. C'est-à-dire que DÉCOMBE trouve que l'échauffement et la perte dans les diélectriques peuvent être attribués à la polarisation du volume du diélectrique, c'est-à-dire, à cette portion du déplacement qui a son origine dans le diélectrique. De plus, la grandeur de la perte est proportionnelle au carré du courant de la polarisation.

Se servant de l'équation (11), étendant la fonction périodique suivant les séries de FOURIER, tirant la valeur de $\frac{dm}{dt}$, substituant dans l'équation (18) et résolvant cette dernière, DÉCOMBE trouve

$$W = cAk^2, \quad (19)$$

dans laquelle A est une constante. Nous rappelant que c est inversement proportionnel à ω , nous voyons que l'énergie W dissipée pendant une période est indépendante de la fréquence. Plus loin, en remplaçant c par sa valeur, nous trouvons

$$W = Ak\Phi, \quad (20)$$

qui montre que l'énergie dissipée par période est proportionnelle au déplacement angulaire Φ de la polarisation en arrière de la force électromotrice, si la valeur de Φ n'est pas trop grande. DÉCOMBE cite les résultats de STEINMETZ et de HOCHSTADTER comme confirmant les lois données par les équations (19) et (20).

En résumant les conceptions de DÉCOMBE, nous voyons que l'échauffement et, en réalité, les propriétés anormales dans les diélectriques en général, sont causés par le terme de l'équation (5) $c \frac{dm}{dt}$.

En l'absence de ce terme, les anomalies du diélectrique disparaissent. Suivant la théorie de l'électron, la polarisation est le résultat de la déformation des atomes, et on doit considérer le courant de polarisation comme proportionnel à la rapidité de déformation. Il s'ensuit donc que les propriétés anormales des diélectriques doivent disparaître toutes les fois que l'atome n'est pas déformé, ou que la vitesse de déformation est infiniment petite. Les phénomènes de viscosité présentent justement ce caractère, et DÉCOMBE conclut finalement que nous devons attribuer les phénomènes résiduels des diélectriques et, par conséquent, l'échauffement des diélectriques à une viscosité qui se développe dans l'atome.

La théorie de DÉCOMBE est frappante par sa simplicité et par le fait

qu'elle s'accorde généralement avec les résultats de l'observation. La base solide sur laquelle est établie la théorie des électrons, lui donne encore plus de force. Néanmoins, elle laisse à désirer sous le rapport des explications qu'elle donne de la charge résiduelle et du principe de superposition, et aussi au point de vue de sa vérification expérimentale, spécialement dans le cas de pertes sous l'influence de différences de potentiel alternative. On peut dire de cette théorie, comme des précédentes, qu'elle ne tient pas compte de l'effet appréciable produit par de très petites quantités d'humidité et d'impuretés sur l'absorption diélectrique et sur les pertes. Cette théorie rappelle qu'une perte augmente directement avec la fréquence alternative. Les résultats trouvés par différents observateurs à propos de cette question sont très divergents. Les uns ont trouvé une relation linéaire entre la fréquence et la perte, les autres une perte augmentant comme une puissance fractionnelle de la fréquence, d'autres encore trouvent une perte indépendante de la fréquence. Par sa simplicité et grâce aux connaissances indépendantes que nous possédons du mouvement de l'électron à l'intérieur de l'atome, la théorie est très attachante, mais il est nécessaire qu'une preuve expérimentale plus serrée nous soit présentée pour que nous y prêtions plus d'attention.

A. ANDERSON et T. KEANE ont donné une explication intéressante du phénomène de charge résiduelle. Elle devrait être décrite dans une revue générale des théories de la troisième catégorie, bien qu'elle n'ait pas été présentée comme pouvant s'appliquer à d'autres propriétés diélectriques anormales.

Si, au lieu de la couche diélectrique de MAXWELL, nous supposons un diélectrique dans lequel la résistivité et le pouvoir inducteur spécifique varient continuellement d'un plateau électrode parallèle à l'autre, et si nous considérons l'état final fixe d'un pareil condensateur sous l'influence d'une différence de potentiel continue, nous tirerons de l'équation de continuité de l'écoulement du courant et de l'équation de POISSON :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{dV}{dx} \right) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{d}{dx} \left(K \frac{dV}{dx} \right) = -4\pi\rho. \quad (21)$$

Dans laquelle λ , K et ρ représentent la résistivité, le pouvoir inducteur spécifique et la densité de charge respectivement. D'où, si c est le courant de surface unité :

$$c = -\frac{1}{\lambda} \frac{dV}{dx} = \text{const},$$

$$\therefore c \frac{d}{dx}(K\lambda) = 4\pi\rho, \quad (21)$$

et, par intégration, la quantité entière d'électricité emmagasinée dans le diélectrique par unité de surface de plateaux est

$$\frac{c}{4\pi}(K_0\lambda_0 - K_1\lambda_1), \quad (23)$$

où $K_0\lambda_0$ et $K_1\lambda_1$ correspondent aux deux surfaces du diélectrique. Donc, la charge résiduelle totale dépend seulement des constantes des diélectriques à la surface. De plus, comme la charge résiduelle est toujours de même signe que la charge primitive, il s'ensuit que $K_0\lambda_0$ est toujours plus grand que $K_1\lambda_1$ lorsqu'un courant positif va du premier plateau au second, c'est-à-dire lorsque V est positif. Lorsque V est négatif, $K_0\lambda_0$ est toujours plus petit que $K_1\lambda_1$. Nous arrivons ainsi à la conclusion intéressante que les valeurs de surface de l'une ou des deux quantités K et λ dépendent du champ électrique; ce qui conduisit les auteurs à admettre que la résistance du diélectrique dépend de la densité de l'électron d'après la théorie de l'électron. Sous l'influence de l'application continue de la force électrique, il se produit un transport d'électrons des plateaux négatifs vers les plateaux positifs, faisant dépendre ainsi les valeurs de la résistivité, de la valeur et de la direction du champ comme il est supposé plus haut.

Les charges Q_1 et Q_2 du premier et du second plateau sont :

$$Q_1 = \frac{c}{4\pi} K_1\lambda_1 \quad \text{et} \quad Q_2 = -\frac{c}{4\pi} K_0\lambda_0, \quad (24)$$

donc

$$\frac{q}{Q_1} = \frac{K_0\lambda_0 - K_1\lambda_1}{K_1\lambda_1}, \quad (25)$$

et si, comme il est probable que dans un diélectrique homogène $K_1 = K_0$, et que la résistivité spécifique est inversement proportionnelle à la densité de l'électron, nous aurons

$$\frac{q}{Q_1} = \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_1} = \frac{n_1 - n_0}{n_1}. \quad (26)$$

D'après cela, la charge résiduelle est due au changement de résistance de la surface, conséquence d'un déplacement des électrons libres sous l'action de l'énergie du champ. Si on supprime le champ en joignant les plateaux, la charge résiduelle disparaît graduellement et n_1 devient égal à n_0 .

Dans une série d'expériences successives sur le soufre, le rapport de la charge initiale à la charge résiduelle se trouve dépendre de la

différence de potentiel V et obéit étroitement à la loi :

$$\frac{q}{Q} = \frac{0.05V}{V + 10}, \quad (27)$$

il s'approche ainsi de la valeur 0,05 pour une très grande valeur de V . Ceci permet de conclure que, même pour une très grande valeur de V , le rapport $n_0 : n_1$ n'est pas moindre que 0,95. C'est-à-dire qu'un changement relativement petit de la densité de l'électron normal est nécessaire pour expliquer la charge résiduelle observée.

B. — IV^e GROUPE

Nous arrivons maintenant aux théories de la quatrième catégorie, c'est-à-dire à celles qui ont pour base *les anomalies de conductibilité*. En réalité, il n'existe pas de théories de cette catégorie qui soient suffisamment développées pour mériter cette appellation. Il existe, néanmoins, quelques particularités dans la conductibilité des diélectriques, qui indiquent des divergences d'avec les lois fondamentales et dans lesquelles le temps entre comme facteur. Il est donc naturel de considérer ces particularités comme des anomalies possibles. Le problème qui nous occupe a été étudié à ce point de vue par de nombreux investigateurs. Alors qu'on ne peut pas dire qu'aucune théorie parfaite soit sortie de ces études, beaucoup parmi les faits observés, sont si importants, que notre exposition serait incomplète si nous ne leur y faisons une place spéciale.

On a souvent avancé que l'absorption diélectrique est due à une conductibilité variable résultant du mouvement des charges mobiles de « ions » à l'intérieur du diélectrique; nous en avons eu un aperçu dans les travaux de ANDERSON et de KEANE. Dans le cas de solides, ce point de vue rencontre des difficultés marquées. Instinctivement, nous croyons que la conductivité des diélectriques solides est de même nature générale que celle des métaux dans laquelle l'influence du temps ne se fait pas sentir. L'expérience démontre que la nature exacte de la conductivité des diélectriques solides est difficile à déterminer. Comme conséquence, l'attention s'est dirigée principalement vers les autres formes de conductibilité que l'on trouve dans les liquides et les gaz, et dans laquelle les relations entre le courant et la force électromotrice varient avec le temps. Beaucoup de diélectriques so

lides composites révèlent un courant anormal irréversible, c'est-à-dire un courant de charge s'éteignant lentement et qui ne réapparaît pas à la décharge. Beaucoup de diélectriques possèdent également cette propriété. C'est aussi leur seule propriété anormale principale, la charge résiduelle faisant entièrement défaut. Ils fournissent donc une excellente occasion pour l'étude du courant anormal irréversible. Nous avons déjà constaté que ce courant n'obéit pas à la loi d'Ohm et que la conductibilité apparente tombe avec l'accroissement de tension. C'est également le cas d'un gaz ionisé, d'où la supposition que la conductivité des diélectriques solides et liquides était de même nature que celle des gaz.

Dans le cas des liquides, les résultats de l'expérience concordent assez bien qualitativement avec la théorie de la conductibilité gazeuse. Par une application continue de la force électrique, les ions sont chassés vers les électrodes et le courant tombe. Avec une intensité électrique plus grande, les ions sont attirés de plus en plus rapidement par rapport à leur vitesse de formation et la conductibilité finale tombe. La théorie s'applique particulièrement bien aux liquides de conductibilité faible et dans lesquels l'influence radio-active détermine une conductibilité croissante. Dans ce cas, le liquide présente les caractéristiques des gaz ionisés, comme par exemple le courant de saturation, etc., et on a imaginé des méthodes pour déterminer l'activité des ions positifs et négatifs, ainsi que les coefficients de recombinaison et d'autres quantités importantes. Ainsi, dans le cas des liquides, préparés avec soin et exempts d'impuretés, les lois de la conduction gazeuse expliquent l'allure du courant de charge dans la région où il varie avec le temps. Néanmoins, le cas n'est pas aussi net en ce qui concerne la conductibilité inhérente ou finale du liquide, car des divergences marquées d'avec les lois des gaz apparaissent. Ces divergences sont parfois dues à une influence des électrodes ou à des impuretés, en liberté ou dissoutes. Mais, même en l'absence de celles-ci, les lois des gaz dans leurs formes simple ne s'appliquent pas, et, si l'on veut mettre d'accord les résultats de l'expérience avec la théorie, il est nécessaire d'imaginer différents types de ions, ayant en général des mobilités différentes. Il ne semble pas y avoir de raison pour que ces ions n'existent pas, mais la preuve expérimentale fait défaut. C'est ainsi que les lois de conduction gazeuse n'expliquent la conductibilité des liquides que d'une manière approximative.

Des efforts ont été tentés pour étendre la même explication (c'est-à-

dire la conduction ionique) aux courants anormaux de charge et de décharge dans les solides, mais avec peu de succès.

Von SCHWEIDLER a maintenu que, dans un milieu ionisé, le courant anormal réversible ne peut pas apparaître et par suite qu'on ne peut pas expliquer le principe de superposition de cette manière; il en donne comme preuve l'absence de charge résiduelle dans les liquides diélectriques. D'un autre côté, comme nous l'avons remarqué, ANDERSON et KEANE ont montré que le transport des électrons libres vers l'électrode positive doit déterminer une variation d'intervalles de charge suffisante pour expliquer la charge résiduelle d'après la théorie de MAXWELL, et ils ont vérifié leurs conclusions en expérimentant sur le soufre.

Sous ce rapport, la façon dont se comporte le verre est significative. La conductibilité finale du verre possède sans aucun doute un caractère électrolytique. Du sodium se dépose sur les électrodes hors du verre, il en résulte une décroissance de conductibilité et celle-ci peut être maintenue en se servant d'une anode de sodium amalgamé. On peut aussi se servir du lithium, mais apparemment on ne peut employer aucun autre métal du même groupe chimique. De plus, l'action électrolytique est d'accord avec les lois de Faraday. Il est bon de se rappeler, cependant, que le verre n'est pas une substance homogène et qu'on le considère généralement comme une solution solide et par conséquent de caractère tout à fait spécial. D'autre part, un phénomène semblable a été observé pour le quartz, qui n'est certainement pas une solution, mais dans lequel on trouve généralement de petites quantités de sodium et de lithium. Le mercure, le quartz et le sodium forment une cellule électrolytique qui donne environ 0,5 de volt, H. II. POOLE a donné la relation $\lambda = e^{a+bX}$ pour la conductibilité du verre dans laquelle a représente l'épaisseur et X l'intensité du champ; c'est-à-dire que la conductibilité augmente avec l'intensité du champ, GUNTHER-SCHULZE y voit la preuve de l'existence de la conductibilité. Donc, alors que nous ne pouvons affirmer que le verre offre un exemple typique pour tous les diélectriques anormaux, il nous montre de manière significative l'existence possible d'une conductibilité ionique dans les solides.

L'un des faits les plus remarquables peut-être, dans cet ordre est la relation intime qui existe entre la conductibilité finale et la courbe du courant de charge anormal sous l'influence de la force électromotrice et de la température. Dans tous les diélectriques complètement exempts d'humidité, ces deux propriétés paraissent varier à l'unis-

son. On obtient la conductibilité finale en soustrayant, de la courbe du courant de charge, les ordonnées correspondantes de la courbe de décharge; le résultat est généralement une ligne horizontale représentant la conductibilité constante de la substance. Si on fait varier la force électromotrice, l'absorption et la conductibilité changent proportionnellement. Sous l'influence des variations de température, la conductibilité finale obéit approximativement à la relation $\lambda_0 = \lambda_0 e^{a\theta}$ avec changement correspondant dans les ordonnées de la courbe d'absorption. Dans ce cas, il y a évidence directe que l'absorption et la conductibilité sont deux propriétés en rapports étroits.

Influence de l'humidité. — L'humidité, même en très petite quantité, a une influence considérable sur les propriétés fondamentales des diélectriques et sur leur façon de se comporter lorsqu'on les emploie comme isolants. Tous les diélectriques poreux ou fibreux absorbent rapidement l'humidité de l'atmosphère environnante. L'humidité ainsi absorbée n'abandonne le diélectrique que très lentement et seulement sous l'influence d'une élévation de température. Elle est retenue par la tension superficielle dans les fibres capillaires et dans les intervalles qui séparent la matière; H. L. CURTIS exposa de la bakélite, de la « fibre », du marbre, du celluloïde et de la gomme laque à l'air humide saturé à 90 pour cent et ensuite il réduisit la saturation de l'air environnant à 25 pour cent. Après 40 jours d'exposition à l'air sec, les propriétés diélectriques de toutes les substances variaient encore, exception faite pour la gomme laque. Le papier employé pour les câbles à haute tension absorbe à l'air libre de 10 à 20 pour cent en poids d'humidité. Le matériel isolant de toute machine électrique est chauffé, imprégné et verni pour chasser et prévenir toute absorption d'eau qui pourrait s'ensuivre. Il est probable que l'état de sécheresse absolue n'est jamais atteint. Des expériences faites avec le plus grand soin sur le papier pour câbles ont démontré que si l'on soumet ces derniers à des températures de plus en plus hautes, il s'échappe encore de la vapeur d'eau lorsqu'on arrive au point de désagrégation de la matière sous l'influence de l'élévation de la température.

L'influence de l'humidité sur les diélectriques est mise en évidence par la manière dont ils se comportent au point de vue électrique, sous l'influence d'une différence de potentiel continue. Le courant causé par une différence de potentiel constante change avec le temps, et la valeur finale de la résistance varie avec la différence de potentiel. Le papier

pour câbles, par exemple, lorsqu'il est relativement sec (2 à 3 pour cent d'humidité) donne une courbe d'absorption caractéristique, concordant avec la formule $i_1 = at^m$. Lorsque l'humidité augmente, les ordonnées augmentent, la courbe s'aplatit et devient horizontale,

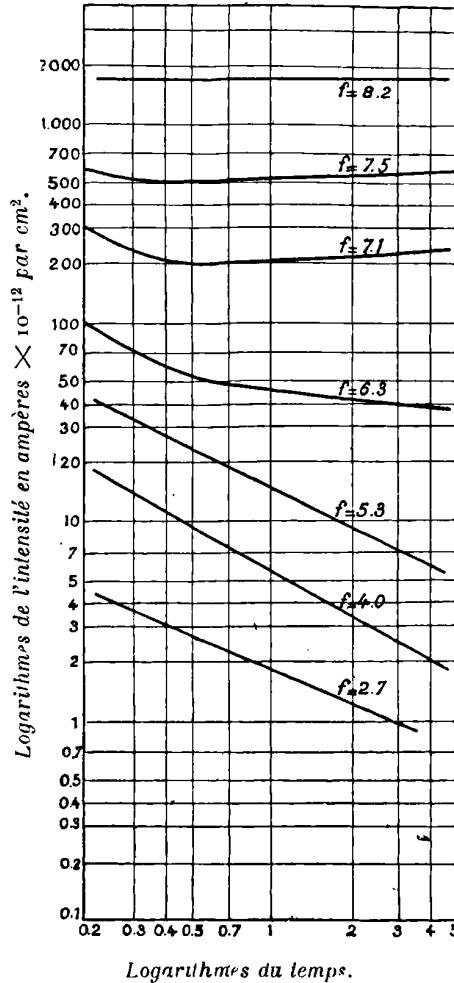


Fig. 20. — Courbes de courant-temps suivant l'humidité. Papier pour câbles (Lubben).

excepté pour une petite portion initiale descendante, à environ 7 pour cent d'humidité. Au-dessus, la courbe remonte graduellement, c'est-à-dire que le courant de charge augmente avec le temps. La figure 20 représente des courbes tracées d'après les expériences de C. LUBBEN, sur des feuilles plates de papier pour câbles placées entre électrodes.

La figure 21 montre des courbes semblables obtenues par l'auteur avec une portion de câble à haute tension insolé au papier avant imprégnation. Dans ces dernières expériences, les modèles étaient préparés dans les conditions atmosphériques ordinaires, et mesurés à l'état stationnaire à chacune des températures indiquées. On peut voir que, entre

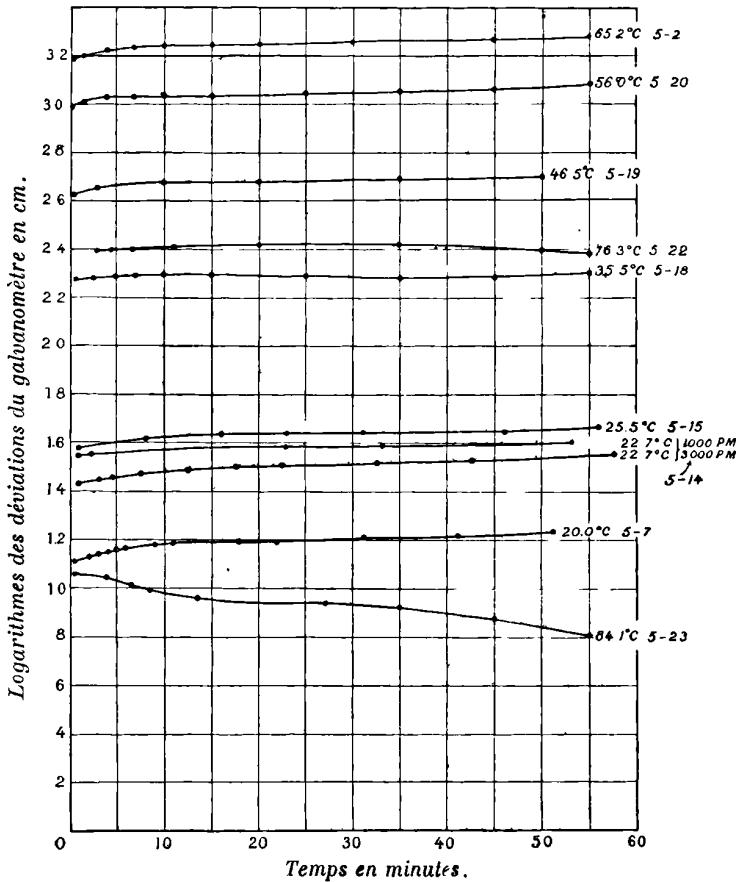


Fig. 21. — Influence de la température sur la conductibilité du papier pour câbles.

l'état primitif correspondant à environ 10 pour cent d'humidité et l'état final, la résistance finale s'accroît 10 fois. Ces accroissements de courant correspondant à l'accroissement d'humidité sont presque entièrement dus à un accroissement de conductibilité. Le courant de décharge n'augmente pas en conséquence, en fait, il conserve à peu près la même valeur et obéit dans tous les cas à l'équation donnée plus haut. Voir fig. 20 LUBBEN et fig. 21, l'auteur. Ainsi, la différence entre les courants de charge et de décharge à chaque moment qui détermine

la valeur de la résistance de l'isolant, s'accroît avec la quantité d'humidité. De plus, au delà d'une certaine quantité d'humidité, la différence s'accroît par rapport au temps qui s'écoule après application de la tension. Ces faits indiquent qu'une application prolongée de la tension peut aussi causer une diminution de résistance.

On trouve également que la valeur stationnaire finale de la résistance décroît en raison de la valeur croissante de la tension appliquée. La fig. 22 montre la variation de résistance finale avec la tension pour le

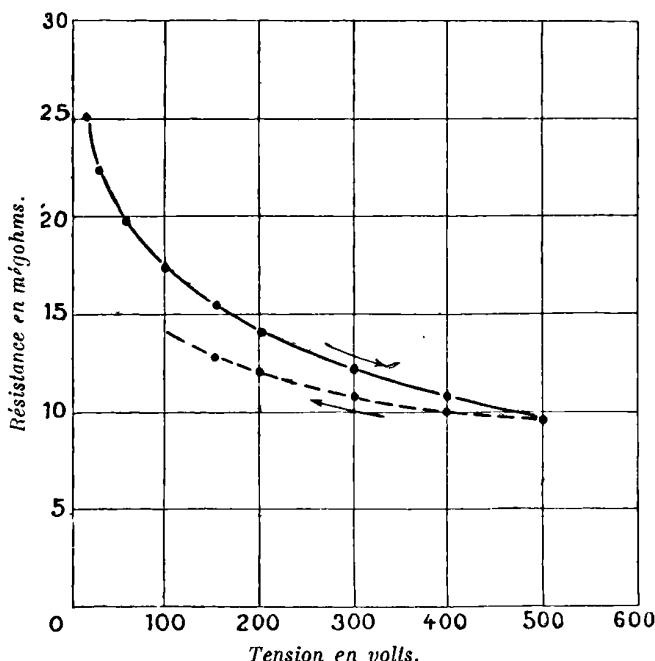


Fig. 22. — Variation avec la tension de la résistance finale d'un coton.

coton, d'après K. W. WAGNER. La fig. 23, montre les valeurs du courant pour des valeurs croissantes de la tension à des intervalles de temps différents après application de la tension. On voit que, dans tous les cas, le courant augmente plus rapidement que la tension. Les expériences ont été faites sur des isolants de papier et de mica sous 6 600 V.

Les relations approximatives suivantes pour la résistance r , la conductance g et le courant de conduction i ont été données pour le cas d'un diélectrique fibreux contenant de l'humidité.

$$r = \frac{A}{\sqrt{E}}; \quad g = g_0 E^m; \quad i = i_0 t' \quad (28)$$

E étant la tension et A, g_0 , m , i_0 et p des constantes. Ainsi, l'équation (2) du chapitre deux pour le courant total de charge devient :

$$I_1(t) = i_1(t) + i_g t^p + i_a t^{-m}. \quad (29)$$

Le second terme représente le courant de conduction dû à l'humidité et il est souvent négligeable dans le cas où l'humidité est faible. Le troisième terme représente le courant d'absorption de la matière à l'état de dessiccation presque complète.

Dans les matières fibreuses, on trouve toujours un peu d'humidité et le terme d'absorption et la loi de ses variations sont probablement dus dans une large mesure, à cette humidité résiduelle. Le troisième

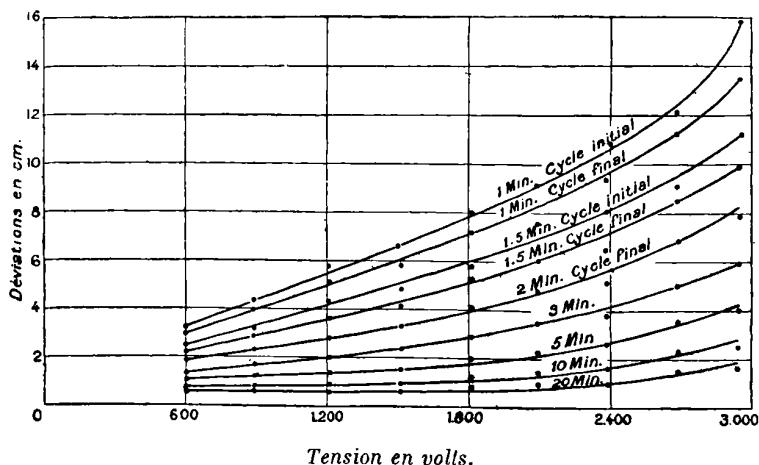


Fig. 23. — Influence de la tension sur l'absorption d'un isolant de papier et de mica.

terme est complètement éliminé dans le cas d'humidité intense. Le courant de décharge ne contient pas le second terme.

Une explication ingénieuse des relations ci-dessus a été donnée par E. EVERSHED. Il détermine avec soin la résistance d'isolement d'un papier filtre propre ayant absorbé différentes quantités d'eau. Les valeurs trouvées indiquant qu'une faible quantité d'eau suffit pour abaisser la résistance, EVERSHED suppose donc que la plus grande partie de l'eau est retenue sous forme de gouttes dans les espaces isolés de la matière isolante, mais qu'une partie s'écoule dans un réseau de fils capillaires de la substance. L'eau, dans ces capillaires, est séparée par des bulles d'air; mais les parois des tubes qui entourent les bulles d'air sont mouillées par ces minces pellicules d'eau, qui constituent la principale résistance du chemin entier suivi par l'eau. Sous l'influence du champ électrique, l'eau des gouttes entre de force

dans les pellicules, augmentant l'épaisseur de leurs parois et leur conductibilité. La fig. 24 représente cette distribution de l'eau. Lorsque les pellicules sont très minces, elles sont très sensibles à l'addition d'eau, mais elles le deviennent moins à mesure que les parois s'épaississent, ce qui s'accorde avec les résultats de l'expérience, EVERSHED a étayé sa théorie par une série d'expériences remarquables sur de très petits tubes capillaires en verre. En se servant d'un modèle composé de plusieurs de ces petits tubes, il a pu observer la résistance caracté-

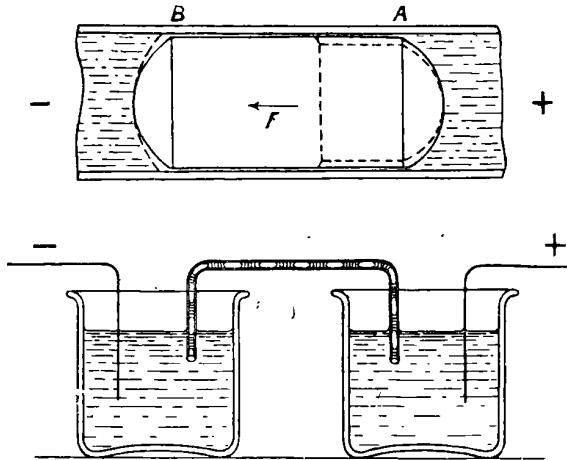


Fig. 24. — Modèle d'un isolant de matière fibreuse contenant de l'humidité Evershed

ristique, la tension et les relations de temps telles qu'on les observe dans les isolants fibreux contenant une petite quantité d'humidité. La fig. 25 montre la courbe de la tension en fonction de la résistance donnée par le modèle et aussi l'influence du temps. L'eau ne se déplace que lentement dans le tube et l'influence de la tension une fois mise en œuvre, persiste pendant quelque temps. Les pellicules d'eau furent observées au microscope et se comportent comme il a été dit plus haut.

Nous devons constater que la théorie d'EVERSHED ne s'occupe que de la conductibilité variable des diélectriques contenant de l'humidité. Elle n'explique pas la propriété fondamentale de l'absorption. Ceci, néanmoins, n'est pas une difficulté car, selon WAGNER, nous trouvons tous les éléments nécessaires pour expliquer l'absorption dans une substance diélectrique contenant des filaments d'eau conducteurs isolés. En fait D. DU BOIS prétend que tous les phénomènes diélectri-

ques, y compris ceux des pertes alternatives, peuvent être dus à des filaments dissimulés d'humidité changeant de forme et de position sous l'influence du champ alternatif.

J. CURIE a montré que l'eau joue également un rôle important dans les substances qui ne contiennent pas de fibres, mais qui sont poreuses. En maintenant de la porcelaine à différents degrés d'humidité il reproduisit différents types de courbes de courant de charge, parmi lesquelles des courbes d'absorption caractéristiques observées dans des

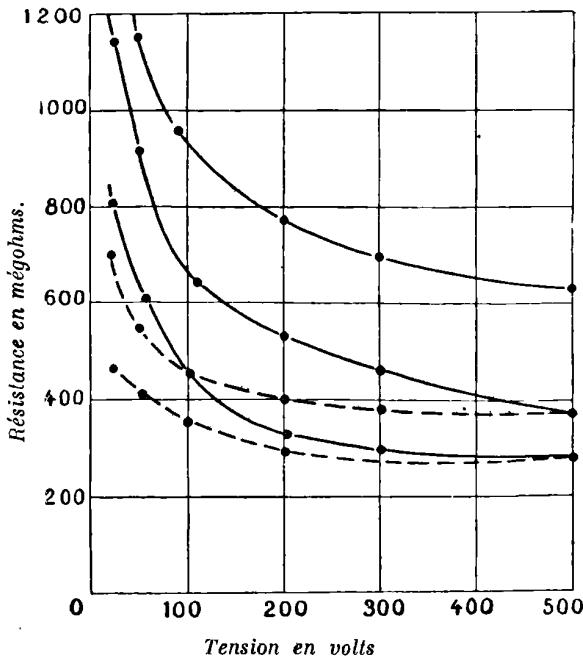


Fig. 25. — Courbes de la résistance en fonction de la tension données par le modèle d'Evershed.

substances sèches. De plus, cette porcelaine polarisée à plusieurs centaines de volts, donne des courbes de décharge typiques et obéit en fait au principe de superposition. CURIE donne comme explication la disposition en série d'un certain nombre de cellules électrolytiques individuelles internes dues à l'eau et à des impuretés conductrices locales. Cette proposition, il est facile de le voir, diffère radicalement de celle que nous avons mentionnée plus haut, et rappelle en fait l'idée d'ions mobiles avancée par ANDERSON et KEANE.

Comme conclusion, nous voyons que l'humidité a une grande influence sur la manière dont se comportent les diélectriques et qu'elle

est très difficile à éliminer. Il est probable que les différences que l'on observe dans les résultats acquis par les nombreux observateurs qui ont étudié l'absorption diélectrique et dans beaucoup de données qui s'écartent de la théorie, sont dues au fait qu'on n'a pas pu éliminer le facteur humidité. Bien que nous ne devons pas supposer que l'humidité gouverne tous les phénomènes d'absorption diélectrique, il est probable qu'elle joue un rôle dominant dans les diélectriques composites employés pour l'isolement des conducteurs et des machines. Nous reparlerons de cette influence lorsque nous étudierons les pertes dans les diélectriques soumis à l'influence de f. é. m. alternatives.

Ce chapitre clôt notre discussion concernant les théories qui ont été établies pour expliquer l'absorption diélectrique et la charge résiduelle. Nous avouons qu'aucune d'elles n'est entièrement satisfaisante. Quelques-unes ne sont que des constructions imaginaires, édifiées dans le but de représenter par un certain mécanisme le plus souvent très artificiel, l'ensemble des phénomènes observés. D'autres ne sont que des prolongements ingénieux de conceptions mathématiques. Sans aucun doute, la théorie de MAXWELL est celle qui a le plus d'attrait. Mais ceci est dû au fait qu'il ne fait intervenir aucune propriété nouvelle des diélectriques plutôt qu'à une preuve expérimentale concluante. Les diélectriques s'accordent qualitativement mais non quantitativement avec la théorie de MAXWELL. Elle retient cependant, l'attention des physiciens. A défaut de la théorie de MAXWELL, quelle autre adopter? A mon avis, l'exposé de MAXWELL sur les couches diélectriques prouve sans conteste qu'un mélange de diélectriques devra produire les phénomènes ordinaires d'absorption et de charge résiduelle. D'autre part, il paraît également certain que, dans des diélectriques suffisamment simples et purs, l'absorption qu'on observe ne peut pas être expliquée par une application directe des conceptions de MAXWELL. Nous sommes obligés de revenir aux différents types de conductibilité anormale que nous croyons dus à la présence de petites quantités d'humidité et d'impuretés. Pour expliquer l'*absorption*, nous devons admettre que ces impuretés possèdent une activité électronique ou ionique exceptionnelle, entraînant un changement des valeurs de la constante diélectrique et de la conductibilité, ce qui ramène en effet aux conditions décrites par MAXWELL. Des expériences conduites avec soin dans le but d'étudier la théorie de MAXWELL, n'offriront aucune difficulté et nous seraient d'un grand secours.

CHAPITRE VI

PROPRIÉTÉS DES DIÉLECTRIQUES SOUMIS A DES FORCES ÉLECTROMOTRICES ALTERNATIVES. — A

Remarque générale. — Outre l'absorption diélectrique que nous avons discutée dans les conférences précédentes, les diélectriques solides présentent une seconde propriété anormale bien nette, c'est l'énergie qui y est dissipée, lorsqu'ils sont soumis à l'influence de différences de potentiel alternatives.

Depuis Siemens en 1864, les pertes dans les condensateurs sous l'influence de différences de potentiel alternatives ont été beaucoup étudiées. Ces pertes, comme nous le verrons, sont notablement supérieures aux valeurs déduites de la conductibilité des diélectriques. Dans les premiers condensateurs construits, elles étaient assez grandes pour fondre le diélectrique solide. Pendant longtemps, et actuellement encore, on a supposé qu'elles sont dues à quelque caractère inconnu propre au diélectrique. Ce caractère spécial est souvent désigné sous le nom d'hystérèse diélectrique et il est supposé provenir d'un phénomène moléculaire semblable à celui des substances magnétiques. Nous avons déjà montré les raisons qui s'opposent à cette manière de voir et il est étonnant qu'elle ait persisté si longtemps. Comme nous allons le voir, on peut facilement expliquer les pertes dans les diélectriques à la condition d'admettre le caractère anormal des diélectriques tel que nous l'avons envisagé précédemment. Nous devons d'abord remarquer qu'il n'est pas encore possible d'établir de lois définies liant les pertes dans les diélectriques aux propriétés plus simples et plus fondamentales des substances elles-mêmes. Il est certain que le problème consistant à établir des lois gouvernant ces pertes est un de ceux qui a retenu le plus d'attention dans l'étude spéciale des diélectriques. Ce qui a été écrit à ce sujet formerait un volume énorme, comprenant non seulement les études des physiciens cherchant surtout à expliquer l'origine des pertes et qui ont presque toutes porté sur des substances pures, mais encore les expériences des ingénieurs qui, dans

leurs recherches, ont grandement accru la tension et la fréquence, en cherchant à perfectionner la qualité des isolants employés dans les machines industrielles.

Angles de pertes dans les diélectriques. — Un condensateur dont le diélectrique est un isolant parfait, soumis à une différence de potentiel alternative ne perd aucune puissance. Le courant de charge du condensateur est en avance sur la différence de potentiel d'un quart de période exactement. Les seuls condensateurs qui s'approchent de ces conditions sont ceux qui emploient des gaz comme diélectriques. Tous les diélectriques solides possèdent une conductibilité; et même en l'absence d'absorption diélectrique ils entraînent une dépense d'énergie. Le diagramme vecteur d'un tel condensateur est indiqué par la fig. 26.

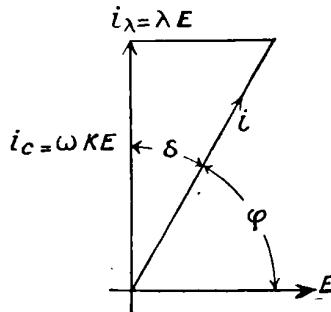


Fig. 26. — Diagramme vecteur d'un diélectrique solide exempt d'absorption.

dans laquelle E représente la différence de potentiel, I le courant total, $i_\lambda = \lambda E$ est le courant de fuite, $I - \omega CE$ est le courant de charge, $\cos \varphi$ est le facteur de puissance due à la conductibilité seule. Un condensateur formé avec ce diélectrique aurait une capacité indépendante de la fréquence et un facteur de puissance variant en raison inverse de la fréquence. Mais de tels diélectriques n'existent pas; des condensateurs construits avec des matériaux isolants préparés avec le plus grand soin ont encore des facteurs de puissance beaucoup plus grands que ceux qui correspondent à leur conductibilité, et des capacités beaucoup plus grandes que leurs valeurs géométriques. De plus, les facteurs de puissance ne varient pas en raison inverse de la fréquence, mais bien moins rapidement, et la capacité décroît lentement avec la fréquence. Dans certains cas, le facteur de puissance croît avec la fréquence. Les fig. 27 et 28, établies par F. W. GROVER, rendent compte de résultats observés sur des condensateurs du commerce à dié-

lectriques de papier imprégné de paraffine. Une courbe témoin nous permet de comparer la manière dont se comporte un modèle de condensateur au mica. D'après ces courbes, il est évident qu'en ce qui con-

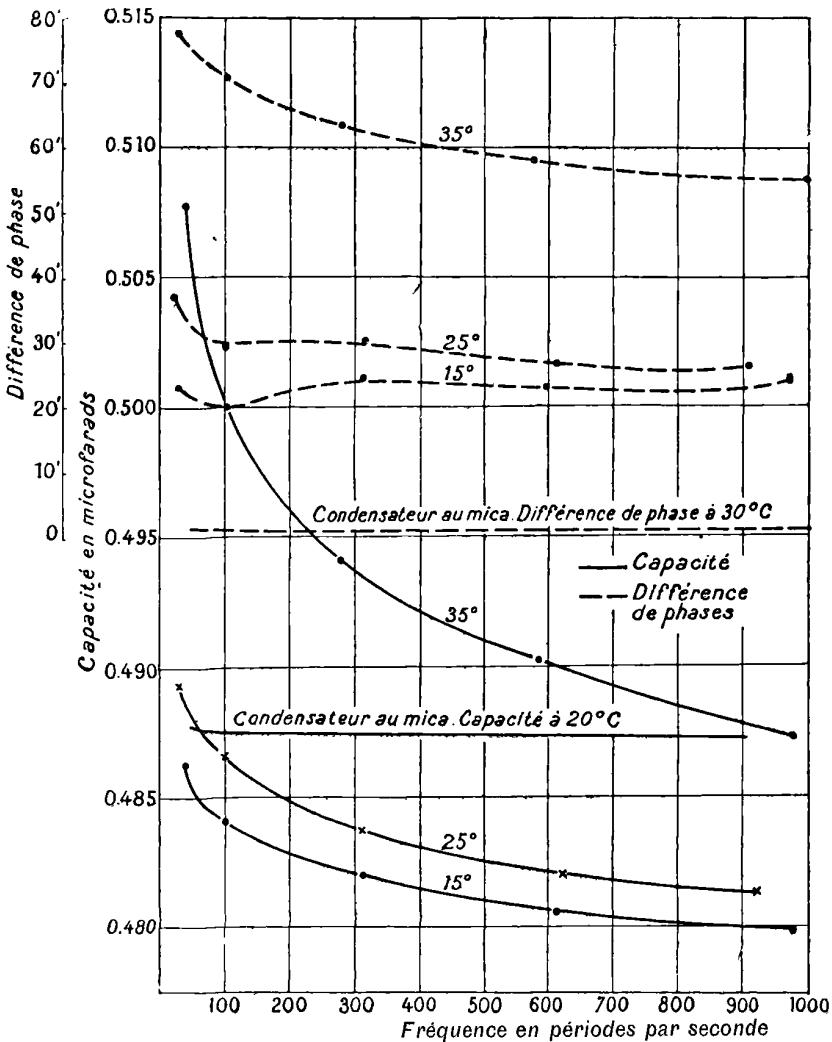


Fig. 27 — Influence de la fréquence sur la capacité et sur le facteur de puissance pour le papier imprégné.

cerne la capacité et les angles de pertes, le condensateur au mica est le seul dans lequel la capacité semble obéir aux lois fondamentales basées sur la conductance seule, mais tous s'en écartent pour le facteur de puissance.

Le terme « facteur de puissance » désigne ici une propriété de la

substance, et par conséquent prend une signification et un caractère différent de ceux qu'il avait précédemment. C'est sans doute pour cette raison qu'on a pris l'habitude de le définir, non comme le cosinus de

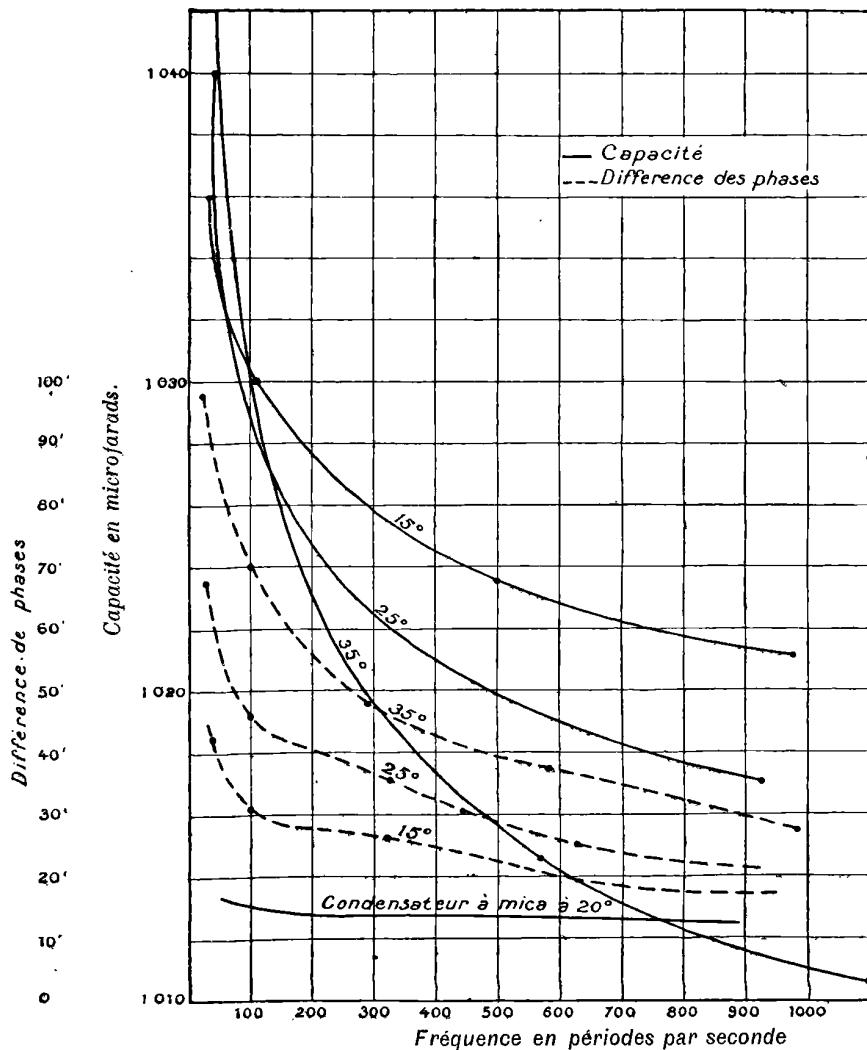


Fig. 28. — Influence de la fréquence sur la capacité et sur le facteur de puissance pour le papier imprégné.

L'angle d'avance (angle φ fig. 26) du courant de charge sur la différence du potentiel appliqué, mais comme le sinus de la différence entre cet angle et 90 degrés (angle δ fig. 26). Cette différence angulaire est appelée « différence de phase » ou « angle de pertes ». Cette cou-

tume a cet avantage que jusqu'à environ 2° l'angle de pertes, son sinus, sa tangente, et le facteur de puissance défini au sens ordinaire, ont tous la même valeur jusqu'à une très petite fraction de 1 pour cent. Cela permet d'employer ces diverses quantités sans distinction, ce qui simplifie grandement les calculs. L'usage de la tangente de l'angle de pertes est particulièrement commode; c'est le rapport de la composante d'énergie à la composante déwattée du courant de charge (rapport $\frac{I_g}{I_c}$ (fig. 26).

Théories sur l'origine des pertes diélectriques. — Nous avons montré dans les fig. 27 et 28, des courbes correspondant à différents types de matières isolantes, bien que, pour les différentes substances, les valeurs et le mode de variation des différentes quantités puissent grandement varier. Il est évident qu'il doit aussi exister des variations correspondantes dans les lois qui régissent ces pertes elles-mêmes. Nous considérerons d'abord les théories les plus importantes qui ont été établies pour expliquer les pertes diélectriques, la capacité et l'angle de pertes et, par la suite, nous verrons rapidement jusqu'à quel point ces théories expliquent la manière dont se comportent les isolants, tant au laboratoire que dans la pratique.

On doit dire, tout d'abord, que le phénomène d'absorption suffit sans doute à expliquer qualitativement la perte dans les diélectriques soumis à une différence de potentiel alternative. Si l'absorption signifie l'écoulement continu du courant sous l'influence d'une différence de potentiel continue, il doit en résulter, dans le cas de l'alternatif, un retard du courant de charge sur la différence de potentiel appliquée, et ceci suffit à expliquer l'existence d'une composante d'énergie du courant.

Ce fait a toujours été reconnu par ceux qui se sont occupés des phénomènes de pertes diélectriques. Ainsi, BEAULARD en 1894, et HESS en 1895, donnèrent des preuves convaincantes que, contrairement à ce qui a été supposé, l'hystérèse diélectrique n'était pas en cause. BEAULARD, en fait, conclut, d'après ses expériences, que les pertes sont dues à une viscosité diélectrique, HESS conclut que la théorie de Maxwell sur l'absorption explique suffisamment les pertes diélectriques. Il conçut un modèle simple de diélectrique consistant, comme celui de MAXWELL, en deux condensateurs en série, l'un ayant une résistance infinie, et l'autre une valeur définie de conductibilité. Il examina la

façon dont se comportait son modèle sous l'influence d'une différence de potentiel alternative et trouva que les résultats concordaient approximativement avec ceux de l'expérience. HOPKINSON en 1897, mesure les pertes dans les condensateurs et essaie de trouver une relation entre l'absorption diélectrique, les valeurs de la capacité et les pertes diélectriques. Depuis ces premières tentatives beaucoup, parmi ceux que la question des propriétés des diélectriques intéressait, ont essayé d'expliquer ces pertes en fonction des phénomènes d'absorption observés sous l'influence de potentiels continus. De même qu'il existe un certain nombre de théories sur la nature de l'absorption diélectrique, il existe également des points de vue différents concernant les pertes diélectriques, et des analyses dont les résultats diffèrent d'après les données de ces théories ont été présentées de temps à autre. Nous rappellerons que, pour expliquer les résultats de l'observation expérimentale, toutes les théories sur l'absorption admettent comme nécessaire la présence d'un certain nombre de substances différentes, dont chacune introduit dans les expressions mathématiques, ses propres termes avec ses constantes électriques particulières. Il est donc naturel qu'en essayant d'appliquer ces théories fondamentales directement au cas alternatif, on ait rencontré des difficultés. Il est cependant une circonstance qui permet de simplifier ce problème : pour une différence de potentiel alternative, ce qui nous intéresse, c'est l'état électrique stationnaire de la substance. Dans le cas de potentiel continu, l'absorption doit être observée à de courts intervalles de temps après l'application ou la suppression de la différence de potentiel. Dans le cas de potentiel alternatif, si les conditions extérieures ne changent pas, on a tout le temps nécessaire pour mesurer les quantités électriques.

Nous continuerons à examiner les résultats les plus saillants de ces analyses ou des applications de ces théories :

II. A. ROWLAND fut probablement le premier à appliquer sérieusement la théorie de MAXWELL au cas alternatif. En 1897, il publia les résultats d'expériences sur des condensateurs au mica et papier imprégné, nota la façon dont ils se comportaient au point de vue de l'absorption et en tira les valeurs de la résistance et de la capacité effectives des couches diélectriques de MAXWELL. Ces deux quantités dépendent de la fréquence, et des séries de termes représentant les conductibilités et les pouvoirs inductifs spécifiques des différentes couches. Il ne nous indique pas les méthodes analytiques qui le conduisirent à ces résultats. Cette lacune fut comblée en 1911 par F. W. GROVER,

qui vérifia exactement les données de ROWLAND. Voici un bref aperçu de la méthode de GROVER. MAXWELL suppose que, à chaque moment le courant total dans le circuit extérieur et dans chaque couche est le même, comme suit :

$$i = \frac{X_1}{r_1} + \frac{K_1}{4\pi} \left(\frac{dX_1}{dt} \right) = \frac{X_2}{r_2} + \frac{K_2}{4\pi} \left(\frac{dX_2}{dt} \right) = \dots \quad (1)$$

où les quantités X représentent les chutes de tension, les quantités K les constantes diélectriques et les quantités r les résistances spécifiques dans les couches respectives. Si maintenant, dans le cas du potentiel alternatif stationnaire, le courant est sinusoïdal, $i = I \sin pt$, nous aurons :

$$I \sin pt = \frac{X_1}{r_1} + \frac{K_1}{4\pi} \left(\frac{dX_1}{dt} \right) = \frac{X_2}{r_2} + \frac{K_2}{4\pi} \left(\frac{dX_2}{dt} \right) + \dots \quad (2)$$

la force électrique dans chaque couche satisfait ainsi à l'équation :

$$\frac{dX}{dt} + \frac{4\pi}{Kr} X = \frac{4\pi}{K} I \sin pt. \quad (3)$$

La solution de cette équation contient le terme exponentiel négatif ordinaire fonction du temps t , et des termes en $\sin pt$ et $\cos pt$, d'où l'on peut tirer une expression de la f. é. m. totale sur le condensateur comprenant trois séries de termes, une en $e^{-\alpha t}$, une en $\sin pt$ et une en $\cos pt$.

Le terme exponentiel devient négligeable après un temps très court, de sorte qu'à l'état stationnaire, sous l'influence de différences de potentiel alternatives, la force électromotrice aux bornes du condensateur prend la forme :

$$v = IA \sin pt - IB \cos pt. \quad (4)$$

Nous pouvons donc écrire

$$v = E \sin (pt - \psi) \quad \text{où} \quad E^2 = M^2 + N^2$$

et

$$\text{tg } \psi = \frac{N}{M}.$$

N et M étant les coefficients de $\sin pt$ et de $\cos pt$.

L'angle de perte est $\phi = 90^\circ - \psi$ et devient

$$\text{tg } \phi = pC\rho = \frac{M}{N}.$$

$$\operatorname{tg} \phi = \gamma C \rho = \frac{M}{N} = \frac{4\pi}{p} \left[\frac{\frac{a_1}{K_1^2 r_1 \left\{ 1 + \left(\frac{4\pi}{K_1 r_1 p} \right)^2 \right\}} + \frac{a_2}{K_2^2 r_2 \left\{ 1 + \left(\frac{4\pi}{K_2 r_2 p} \right)^2 \right\}} + \dots}{\frac{a_1}{K_1 \left\{ 1 + \left(\frac{4\pi}{K_1 r_1 p} \right)^2 \right\}} + \frac{a_2}{K_2 \left\{ 1 + \left(\frac{4\pi}{K_2 r_2 p} \right)^2 \right\}} + \dots} \right] \quad (5)$$

où ρ est la résistance équivalente en série avec la capacité totale C.

Nous rappelant que la composante de la f.é.m. retarde sur le courant d'un quart de période et qu'il équivaut à $\frac{I}{pC}$, nous aurons :

$$\frac{I}{C} = 4\pi \left[\frac{a_1}{K_1 \left\{ 1 + \left(\frac{4\pi}{K_1 r_1 p} \right)^2 \right\}} + \frac{a_2}{K_2 \left\{ 1 + \left(\frac{4\pi}{K_1 r_1 p} \right)^2 \right\}} + \dots \right] \quad (6)$$

On peut tirer la valeur de ρ de (5) et de (6) et les valeurs résultantes deviennent :

$$\frac{I}{C} = 4\pi \left[\left(\frac{a_1}{K_1} + \frac{a_2}{K_2} + \dots \right) - \left(\frac{4\pi}{p} \right)^2 \left(\frac{a_1}{K_1^2 r_1^2} + \frac{a_2}{K_2^2 r_2^2} + \dots \right) + \left(\frac{4\pi}{p} \right)^4 \left(\frac{a_1}{K_1^4 r_1^4} + \frac{a_2}{K_2^4 r_2^4} + \dots \right) \right]. \quad (7)$$

$$\rho = \left(\frac{4\pi}{p} \right)^2 \left(\frac{a_1}{K_1^2 r_1^2} + \frac{a_2}{K_2^2 r_2^2} + \dots \right) - \left(\frac{4\pi}{p} \right)^4 \left(\frac{a_1}{K_1^4 r_1^4} + \frac{a_2}{K_2^4 r_2^4} + \dots \right) \quad (8)$$

ce qui en substance s'accorde avec les données de ROWLAND.

ROWLAND réalisa un dynamomètre sensible, divers modes nouveaux de montage du pont et, avec ses collaborateurs il étudia longuement le caractère des diélectriques soumis à l'influence de différences de potentiel alternatives. Il constata que au point de vue qualitatif seulement ses calculs concordent avec les données de MAXWELL. D'autres ont essayé de faire accorder le phénomène des pertes observé dans les diélectriques avec la théorie de MAXWELL. Citons parmi eux H. L. CURTIS et F. W. GROVER. GROVER expérimenta sur un certain nombre de condensateurs avec des valeurs de fréquence de 25 à 1 000 p : s et à une température de 5° à 35° C. Il conclut que, en présence du nombre des variables et de l'incertitude du nombre et de l'espèce de matériaux mis en présence, il n'était pas possible de se servir des résultats au point de vue quantitatif pour démontrer l'exactitude de la théorie. K. W. WAGNER étudia un cas spécial de la théorie de MAXWELL, le compara aux résultats de l'observation et trouva une concordance satisfaisante sur beaucoup de points. Nous reporterons l'exposé de l'analyse de WAGNER à un paragraphe ultérieur.

PELLAT et VON SCHWEIDLER. Rappelons que PELLAT suppose que, lorsqu'un diélectrique est influencé par un champ électrique E_0 , le déplacement prend instantanément la valeur exigée par la théorie fondamentale électrique et croît suivant une loi logarithmique vers une valeur $(1 + \epsilon)$ fois aussi grande; ϵ étant petit par rapport à l'unité. Cette supposition conduit à dire que la vitesse d'accroissement du déplacement à un moment quelconque est proportionnelle à la différence entre la valeur finale et celle qui existait au moment en question ou :

$$\frac{dD_t}{dt} = \alpha e^{-\alpha t} \frac{\epsilon K E_0}{4\pi} = \alpha(D_\infty - D_t). \quad (9)$$

Etendant cette supposition au cas d'une f. é m. sinusoïdale d'après VON SCHWEIDLER, nous constatons que, pour chaque loi de variation de force électrique $E_t = f(t)$

$$D_t = \frac{K E_t}{4\pi} + D'_t, \quad (10)$$

dans lequel le déplacement instantané D'_t dépend de l'équation (9) c'est-à-dire que

$$\frac{dD'_t}{dt} = \alpha(D_\infty - D_t). \quad (11)$$

D_∞ étant la valeur finale du déplacement qui pourrait être atteinte, si on pouvait maintenir constant le champ électrique à la valeur instantanée E_t .

Nous rappelant que :

$$D_\infty = \frac{K}{4\pi} E_t(1 + \epsilon), \quad (12)$$

et nous servant des équations (9) et (10), nous aurons :

$$\frac{dD'_t}{dt} = \alpha \left[\frac{K\epsilon}{4\pi} E_t - D'_t \right]$$

$$\text{ou} \quad \frac{dD'_t}{dt} + \alpha D'_t = \frac{\alpha K \epsilon}{4\pi} E_t, \quad (13)$$

supposant maintenant que $E_t = E_0 \sin pt$

$$\frac{dD'_t}{dt} + \alpha D'_t = \frac{K\alpha\epsilon}{4\pi} E_0 \sin pt, \quad (14)$$

dont la solution est :

$$D'_t = A e^{-\alpha t} + M \sin pt + N \cos pt, \quad (15)$$

le courant est donné par

$$i = \frac{dD_t}{dt} = \frac{K}{4\pi} \left(\frac{dE_t}{dt} \right) + \frac{dD'_t}{dt} = \frac{p K E_0}{4\pi} \cos pt + \frac{dD'_t}{dt}, \quad (16)$$

les termes exponentiels disparaissent rapidement et le courant se réduit à la forme

$$i = A \cos pt + B \sin pt, \quad \text{ou} \quad i = I \cos (pt - \Phi)$$

où Φ représente l'angle de pertes. Les valeurs A et B conduisent aux valeurs d'angle de pertes et d'accroissement de la capacité géométrique due à l'absorption. VON SCHWEIDLER trouva que ces expressions ne satisfaisaient pas aux résultats de l'expérience et GROVER arriva à la même conclusion.

Les expressions élémentaires ci-dessus ne tenant pas compte de ses calculs au point de vue quantitatif, VON SCHWEIDLER se propose de développer la théorie de PELLAT, et admet que la loi de changement de la charge absorbée, au lieu d'être représentée par un seul terme exponentiel, peut l'être par une série de termes semblables c'est-à-dire :

$$D_t = \frac{KE_0}{4\pi} [1 + \Sigma t(1 - e^{-at})]. \quad (17)$$

Opérant comme ci-dessus avec cette nouvelle valeur de D_t VON SCHWEIDLER obtient :

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\alpha_1^2 \varepsilon_1}{p^2 + \alpha_1^2} + \frac{\alpha_2^2 \varepsilon_2}{p^2 + \alpha_2^2} + \frac{\alpha_3^2 \varepsilon_3}{p^2 + \alpha_3^2} + \dots \quad (18)$$

$$\text{tang } \Phi = \frac{\alpha_1 \varepsilon_1 p}{p^2 + \alpha_1^2 (1 + \varepsilon_1)} + \frac{\alpha_2 \varepsilon_2 p}{p^2 + \alpha_2^2 (1 + \varepsilon_2)} + \dots, \quad (19)$$

dans laquelle ΔC est l'accroissement de la capacité géométrique due à l'absorption.

On doit se rappeler que VON SCHWEIDLER avait proposé un type de construction de diélectrique, capable de tenir compte du déplacement d'après ses hypothèses. Il admet la présence dans le diélectrique de molécules avec amortissement aperiodique sous l'influence d'une force électrique. Afin de se conformer aux observations expérimentales sur l'absorption, il trouve nécessaire d'admettre plusieurs types de ces molécules obéissant tous à la même loi générale mais avec des constantes différentes. GROVER étudie ses propres résultats à la lumière des expressions données par VON SCHWEIDLER, et conclut que trois genres de distribution, c'est-à-dire trois groupes de constantes dans les formules s'accordent de manière satisfaisante avec ses observations.

L'analyse de VON SCHWEIDLER ne peut être considérée que comme un artifice de calcul ingénieux, et l'image qu'il nous donne d'un certain

nombre de molécules aperiodiquement amorties est purement fictive. La théorie de PELLAT arrive au même type de fonction pour la variation du courant de charge anormal avec le temps, que celle de MAXWELL. On pourrait donc sans doute faire concorder les données de MAXWELL et les résultats de GROVER si l'on essayait de façon sérieuse de trouver des valeurs appropriées pour l'épaisseur, et pour les constantes diélectriques d'un nombre convenable de couches. GROVER nous dit que ce sont ces difficultés qui l'ont empêché de vérifier la théorie de MAXWELL. On peut affirmer que toute théorie sur l'absorption comprenant un courant de charge décroissant de façon continue avec le temps, ferait s'accorder les résultats de l'expérience concernant les différences de potentiel alternatives et continues, si on admettait la présence d'un certain nombre de termes, c'est-à-dire un nombre suffisant de substances diélectriques différentes. Il ne semble donc pas possible de trouver dans le développement de la théorie de PELLAT par VON SCHWEIDLER, une conformité avec les résultats de l'expérience que la théorie de MAXWELL ne possède pas elle-même à un degré égal.

DÉCOMBE. — Nous avons discuté précédemment une théorie de l'absorption due à M. L. DÉCOMBE, qui explique l'origine de tous les phénomènes électriques par le déplacement des électrons à l'intérieur de l'atome. Ceci nous permet de nous servir de l'équation du déplacement de l'électron de LORENTZ comme point de départ :

$$E = a \frac{d^2m}{dt^2} + c \frac{dm}{dt} + bm, \quad (20)$$

dans laquelle E représente le champ électrique qui peut avoir la forme $E = f(\omega t)$, m , la polarisation atomique, ou déplacement de l'électron, et a , b , c , les constantes d'inertie, d'élasticité et de friction respectivement.

Si q est le déplacement total, y compris celui de l'éther et si la vitesse de déplacement est beaucoup plus petite que celle de la lumière, nous aurons deux équations fondamentales pour l'absorption :

$$q = 4\pi E + m, \quad (21)$$

$$E = bm + c \frac{dm}{dt}. \quad (22)$$

DÉCOMBE étend sa théorie au cas alternatif et se sert des mesures de pertes alternatives dans les câbles de haute tension, données par HOCNSTÄDTER, pour étayer sa théorie. Voici de quelle manière claire et concise il discute le cas.

« Lorsqu'on soumet un condensateur à lame diélectrique à une différence de potentiel alternative $E = f(\omega t)$, l'énergie élémentaire absorbée a pour expression Edq . Or, d'après l'équation (21), dq est de la forme $dm + k_0 dE$ et, par suite, l'énergie absorbée élémentaire de la forme $E(dm + k_0 dE)$.

Si nous intégrons cette expression de 0 à T (T désignant la durée d'une période), nous obtenons pour l'énergie W dissipée pendant une période :

$$W = \int_0^T E dm. \quad (23)$$

Si nous remplaçons alors dans l'expression de W la quantité E par sa valeur telle qu'elle résulte de l'équation fondamentale (22) nous obtenons :

$$W = \int_0^T c \left(\frac{dm}{dt} \right)^2 dt. \quad (24)$$

La formule (23) qui exprime l'énergie dissipée pendant une période, nous montre que l'énergie dissipée élémentaire : $c \left(\frac{dm}{dt} \right)^2 dt$ est proportionnelle au carré du courant de polarisation. Ainsi se trouve rattachée aux équations fondamentales (21) et (22) l'hypothèse que j'ai précédemment proposée touchant l'origine et la valeur de la chaleur de Siemens. Celle-ci est attribuable à la polarisation des éléments de volume du diélectrique, c'est-à-dire à la portion du déplacement qui a son siège dans le diélectrique, et elle se présente comme proportionnelle au carré du courant de polarisation ».

Mais on peut aller plus loin.

Les expériences de HOCHSTÄDTER nous ont permis, en effet, de mettre la polarisation m sous la forme :

$$m = \Gamma f(\omega t - \varphi).$$

Or, si nous développons la fonction périodique $f(\omega t - \varphi)$ suivant la série de FOURIER et si, formant ensuite $\frac{dm}{dt}$, nous calculons, après substitution, l'intégrale (23), nous trouvons une expression de la forme

$$W = cA\Gamma\omega^2, \quad (25)$$

A désignant une constante.

Si l'on veut bien se rappeler que le coefficient c est inversement proportionnel à ω (formule 10), on voit que l'énergie dissipée W pendant une période est indépendante de la fréquence, résultat conforme aux

expériences de STEINMETZ et de HOCHSTÄDTER et dans lequel on peut voir une nouvelle confirmation de nos équations fondamentales.

Ceci posé, remplaçons effectivement dans (24), c par sa valeur $\frac{\varphi}{\Gamma\omega}$ tirée des formules (10). On obtient :

$$W = \Delta^2 \varphi. \quad (26)$$

L'énergie dissipée pendant une période est donc proportionnelle au décalage φ , pourvu bien entendu que ce décalage reste très petit. Dans les expériences de HOCHSTÄDTER, cette condition est encore réalisée sous des différences de potentiel de 20 000 V.

Nous voyons donc que la théorie de l'absorption de DÉCOMBE, basée sur le déplacement de l'électron, nous amène aux trois conclusions principales du cas alternatif : (1), la perte par période est indépendante de la fréquence; (2) elle est proportionnelle à la différence de phase (décalage), φ , de la polarisation et (3), elle est proportionnelle au carré du courant dû au changement de polarisation et par conséquent au carré du champ électrique. En plus des résultats donnés par HOCHSTÄDTER et STEINMETZ et cités par DÉCOMBE, un certain nombre d'autres ont été rapportés qui montrent que la perte totale augmente avec la fréquence. Néanmoins, quelques-uns indiquent une vitesse d'accroissement moindre que proportionnelle à la fréquence et GRANIER nous signale une perte par cycle due à l'absorption seule, décroissant avec l'augmentation de fréquence. Nous verrons plus loin que, grâce à la présence possible de pertes d'un autre genre, il y a une grande confusion parmi les études expérimentales faites sur l'influence de la fréquence. La conclusion que la perte est proportionnelle à la différence de phase (angle de perte) pour de petites valeurs est d'accord avec l'expérience. DÉCOMBE déduit des résultats donnés par HOCHSTÄDTER que la perte augmente plus rapidement que le carré du champ électrique. Ceci est contraire aux données de sa théorie. Il discute un certain temps sur la constante de friction c pour appuyer ses résultats. Nous verrons plus loin cependant que la plupart des câbles à haute tension contiennent une certaine quantité d'air emprisonné, qui s'ionise au delà d'une certaine chute de tension. Ce genre de pertes pourrait bien s'accorder avec les résultats d'HOCHSTÄDTER. D'autres ont également trouvé une perte proportionnelle au carré de l'intensité du champ électrique. Les données de la théorie de DÉCOMBE sont donc

bien d'accord, d'une manière générale, avec les résultats de l'expérience.

Nous dirons donc de la théorie de DÉCOMBE, qu'elle est remarquable par sa simplicité, que la base solide sur laquelle est assise aujourd'hui la théorie des électrons la renforce, et qu'elle explique d'une manière générale, la manière dont se comportent les diélectriques sous l'effort alternatif. Nous ne devons pas oublier, néanmoins, que les données principales de la théorie n'expliquent pas les phénomènes de charge résiduelle, en particulier le changement de sens de la polarisation à la décharge, que l'on rencontre souvent. C'est là une objection sérieuse. Si cette difficulté disparaissait et que la théorie pût être mise sous une forme permettant de déterminer expérimentalement les constantes pour des substances simples, elle prendrait aussitôt une place d'honneur entre toutes les théories.

CHAPITRE VII

PROPRIÉTÉS DES DIÉLECTRIQUES SOUMIS A DES FORCES ÉLECTROMOTRICES ALTERNATIVES. — B

Extension de la théorie de Maxwell par K.-W. Wagner. — Les expériences et les études théoriques sur les diélectriques de K.-W. WAGNER ont donné des résultats importants. Parmi ceux qui se sont occupés de la théorie de MAXWELL, il a probablement contribué plus qu'aucun autre à étayer cette théorie sur l'absorption diélectrique.

Au début, il s'intéressa principalement à l'influence des propriétés anormales des diélectriques dans la transmission par câbles télégraphiques. Ceci l'amena à étudier la nature fondamentale de l'absorption diélectrique ainsi que nous l'avons déjà vu dans une précédente conférence. Sa discussion du cas alternatif, bien que n'étant pas générale, est cependant digne de remarque par sa simplicité et par les explications qu'il donne d'un certain nombre de phénomènes très peu compris jusqu'alors.

Brièvement, au lieu d'étendre les équations de MAXWELL au cas du potentiel alternatif comme l'ont fait ROWLAND et GROVER, WAGNER considère un diélectrique de MAXWELL constitué de deux couches et il étudie la manière dont il se comporte sous une différence de potentiel alternative et à l'état stationnaire. Cette méthode évite une série de termes en constantes de la matière, et permet l'emploi d'expressions imaginaires complexes de la différence de potentiel, du courant et de l'impédance à la manière habituelle. Les résultats concordent avec l'expérience d'une manière surprenante et indiquent clairement que, d'après la théorie de MAXWELL, deux substances seulement sont nécessaires pour expliquer nombre de phénomènes observés. Ceci conduit à penser que, si l'on met en présence deux substances essentiellement différentes, on peut attribuer à la présence de petites quantités d'impuretés un léger désaccord avec la théorie. Constatons en passant, cependant, que ceci n'explique pas le cas où de petites traces d'impuretés

peuvent occasionner de grands changements dans l'absorption même dans des diélectriques purs.

L'exposé du diélectrique à deux couches de WAGNER, dans le cas de potentiels continus et alternatifs, part du principe fondamental de MAXWELL, du rôle parallèle et simultané des propriétés de conductibilité et d'induction électrostatiques, et de la continuité de la valeur du courant total à travers le condensateur et le circuit extérieur. Dans le cas de potentiel continu, cette condition est exprimée par la formule (5), chapitre III, c'est-à-dire :

$$i_0 = X_n \lambda_n + \frac{K_n}{4\pi} \frac{dX_n}{dt} = i_n.$$

Dans le cas alternatif et par surface unité d'un condensateur ayant deux couches d'égale épaisseur, d , nous aurons, à l'état stationnaire :

$$i = \left(\lambda_1 + \frac{j\omega K_1}{y} \right) E_1 = \left(\lambda_2 + \frac{j\omega K_2}{y} \right) E_2, \quad (1)$$

que nous pouvons encore écrire : $i = Y_1 E = Y_2 E_2$, i , E_1 , E_2 , étant complexes, E_1 , E_2 , étant les intensités de champ électrique, λ_1 , λ_2 , les conductibilités, K_1 , K_2 , les constantes diélectriques, Y_1 , Y_2 , les admittances apparentes dans les couches respectives et y une constante de passage des unités électrostatiques aux unités électromagnétiques.

$$\left(\frac{1}{y} = 0,885 \times 10^{-13} \right).$$

La différence de potentiel totale sera de la forme $E = E_0 e^{j\omega t}$ et nous aurons :

$$E_1 = \frac{E}{d} \left(\frac{Y_2}{Y_1 + Y_2} \right); \quad E_2 = \frac{E}{d} \left(\frac{Y_1}{Y_1 + Y_2} \right); \quad i = \frac{E}{d} \left(\frac{Y_1 Y_2}{Y_1 + Y_2} \right); \quad (2)$$

$$Y = \frac{Y_1 Y_2}{Y_1 + Y_2}, \quad (3)$$

représente l'admittance spécifique d'une substance homogène équivalente, c'est-à-dire d'une substance qui, dans un condensateur de dimensions égales, aurait les mêmes propriétés que le condensateur à deux couches.

Nous aurons également :

$$Y = \frac{\left(\lambda_1 + j\omega \frac{K_1}{y} \right) \left(\lambda_2 + j\omega \frac{K_2}{y} \right)}{\lambda_1 + \lambda_2 + j\omega \frac{K_1 + K_2}{y}}. \quad (3a)$$

Pour un potentiel continu, $\omega = 0$, Y se réduit à λ la conductibilité spécifique de la substance équivalente :

$$Y_0 = \lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}. \quad (3 b)$$

Dans les cas de haute fréquence, λ peut être négligé par rapport à $\omega \frac{K}{y}$ et nous avons :

$$Y_\infty = j \frac{\omega}{y} \frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2} = j\omega \frac{K}{y}, \quad (3 c)$$

dans lequel

$$K = \frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2}, \quad (3 d)$$

où l'on voit que la constante diélectrique résultante dans le cas de hautes fréquences est la même que celle de la substance équivalente sous potentiel continu :

Si nous écrivons Y sous la forme :

$$Y = \lambda + \frac{j\omega K}{y} + Y_n, \quad (3 e)$$

Y_n sera la composante de l'admittance spécifique apparente, résultant de l'absorption diélectrique. Car, s'il n'y a pas d'absorption, le condensateur doit se comporter comme une matière homogène d'admittance spécifique représentée par les deux premiers termes de l'expression ci-dessus.

Nous aurons alors :

$$Y_n = \frac{\left(\lambda_1 + j\omega \frac{K_1}{y}\right) \left(\lambda_2 + j\omega \frac{K_2}{y}\right)}{\lambda_1 + \lambda_2 + j\omega \frac{K_1 + K_2}{y}} - \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} - \frac{j\omega}{y} \frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2}.$$

En réduisant :

$$Y_n = \frac{j\omega(K_1 \lambda_2 - K_2 \lambda_1)}{y(1 + j\omega T)(\lambda_1 + \lambda_2)^2(K_1 + K_2)}, \quad (3 f)$$

dans laquelle

$$T = \frac{K_1 + K_2}{y(\lambda_1 + \lambda_2)}, \quad (3 g)$$

représente la constante de « temps » des deux couches du condensateur qui détermine la vitesse de déclin du courant anormal réversible, c'est-à-dire du courant de charge du condensateur sous potentiel continu.

Cette valeur de Y_n indique que, dans le cas où $\lambda_1 K_2 = \lambda_2 K_1$, $Y_n = 0$; notre condensateur à deux couches ne montre aucune anomalie, et se

comporte en réalité comme un condensateur à diélectrique homogène unique. On pouvait s'y attendre, car d'après la théorie de MAXWELL, il n'y a pas d'absorption diélectrique dans un diélectrique à deux couches pour lequel $\lambda_1 K_2 = \lambda_2 K_1$ nous pourrions également écrire :

$$Y_n = \frac{j\omega K}{y} \frac{h}{1 + j\omega T}, \quad (3 h)$$

dans laquelle, d'après (3 d) et (3 f)

$$h = \frac{K_1 \lambda_2 - K_2 \lambda_1}{K_1 K_2 (\lambda_1 + \lambda_2)^2}, \quad (3 i)$$

représente également une constante des substances, que WAGNER

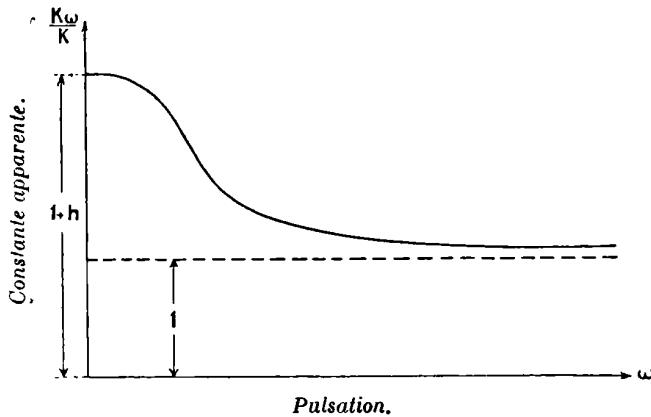


Fig. 29. — Diélectrique à deux couches.
Influence de la fréquence sur la constante diélectrique apparente K_ω .

appelle « constante d'absorption ». En séparant les composantes réelles et imaginaires de Y_n nous avons :

$$Y_n = \frac{j\omega}{y} \cdot \frac{hK}{1 + \omega^2 T^2} + \frac{\omega^2 K h T}{y(1 + \omega^2 T^2)}. \quad (3 j)$$

Finalement, en substituant dans (3 e), nous aurons, pour l'admittance spécifique apparente de la substance diélectrique homogène équivalente :

$$Y = \lambda + \frac{\omega^2 K h T}{y(1 + \omega^2 T^2)} + \frac{j\omega}{y} K \left(1 + \frac{h}{1 + \omega^2 T^2} \right). \quad (4)$$

La partie réelle de l'équation (4) détermine la composante du courant en concordance de phase avec la tension appliquée et par conséquent l'énergie perdue. On voit que cette perte est plus grande que celle qui correspond à la conductibilité seule, comme on sait.

La partie imaginaire de Y détermine le courant de charge. Il est clair que dans ce cas également, l'effet de l'absorption doit faire, en appa-

$$i_c = \frac{\omega EK_\omega}{yd},$$

et il est perpendiculaire au vecteur tension OU; la portion OA, ou

$$i'_c = \frac{\omega EK}{yd},$$

serait le courant de charge s'il n'y avait pas d'absorption.

L'accroissement du courant de charge AB, est dû à la pénétration de la charge à l'intérieur du diélectrique. Comme cette charge doit traverser la résistance intérieure du diélectrique, il en résulte nécessairement un courant watté : $i_v = BD$. Nous avons finalement le courant de conduction pur $\frac{E\lambda}{d}$ qui est en concordance de phase avec E et désigné par DE. Cette composante est généralement

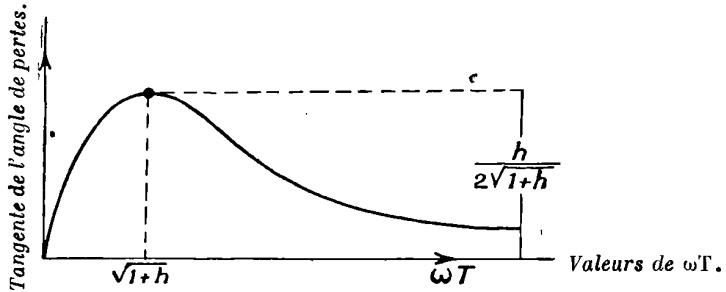


Fig. 31. — Diélectrique à deux couches.
Influence de la fréquence sur l'angle des pertes.

très petite par rapport à BD et peut être négligée. La partie inférieure du diagramme montre la relation entre Q, vecteur qui représente la charge de déplacement pure, Q_n charge résiduelle, et Q_ω charge totale. L'angle δ dont la charge totale retarde sur la tension, est l'angle « de différence de phase » (angle de pertes) ou angle de perte diélectrique.

Le facteur de puissance du condensateur, en négligeant i_o , sera :

$$\cos(90^\circ - \delta) = \sin \delta = \text{tg } \delta = \frac{i_v}{i_c}, \quad (6)$$

$$\text{ou :} \quad \text{tg } \delta = h \frac{K}{K_\omega} \cdot \frac{\omega T}{1 + \omega^2 T^2} \quad (6 a)$$

$$\text{tg } \delta = h \frac{\omega T}{1 + h + \omega^2 T^2} \quad (6 b)$$

La fig. 31 montre la variation de l'angle de pertes avec la fréquence. Il atteint une valeur maximum :

$$\frac{h}{2}\sqrt{1+h} \quad \text{lorsque} \quad \omega T = \sqrt{1+h}.$$

De plus, si G est la conductibilité effective et C la capacité effective :

$$i_v = GE; \quad i_c = \omega CE; \quad \text{tg } \delta = \frac{G}{\omega C}, \quad (7)$$

et ces équations déterminent les relations entre l'angle de pertes, la conductibilité et la capacité sous potentiel alternatif.

La puissance perdue sera alors :

$$W = E i_v = GE^2 = \omega CE^2 \text{tg } \delta, \quad (8)$$

C'est-à-dire que la perte diélectrique varie comme le carré de la tension appliquée et comme la tangente de l'angle de pertes.

En rapprochant les relations précédentes des résultats expérimentaux, nous trouvons, dans de nombreuses études sur la relation entre les pertes diélectriques et la tension, que les premières varient comme le carré de la seconde. Quelques-uns des résultats rapportés s'écartent plus ou moins de ces données, mais la conclusion presque invariable c'est que ces pertes varient en fonction d'une certaine puissance de la tension voisine de 2.

En ce qui concerne l'influence de la fréquence sur le facteur de puissance et les pertes diélectriques, il y a beaucoup de contradictions apparentes dans les résultats obtenus par les différents observateurs. Quelques-uns ont trouvé que le facteur de puissance augmentait avec la fréquence, d'autres qu'il diminuait. La courbe de la fig. 31 montre comment cela est possible, le facteur de puissance ou la différence de phase passant par un maximum pour une fréquence qui varie avec h . WAGNER nous montre, comme exemple, que pour une combinaison de papier et de mica, la fréquence correspondant au maximum des pertes peut être voisine de 4 p : s, alors que si le mica était remplacé par une substance possédant une constante diélectrique et une conductibilité relativement grandes, la fréquence correspondant au maximum du facteur de puissance pourrait atteindre 100 000 p : s ou plus. Dans le premier cas, on trouve que la valeur de la conductibilité équivalente due à l'absorption équivaut à 5 330 fois celle du courant continu de conductibilité λ , ce qui montre le rôle relativement faible des pertes par conductance. Considérant ces deux exemples, si des calculs étaient faits dans l'échelle ordinaire des fréquences, le premier indiquerait que le facteur de puissance diminue et le second qu'il

augmente avec la fréquence. La fig. 32 représente des résultats trouvés par WAGNER, dans lesquels $\operatorname{tg} \delta$, c'est-à-dire l'angle de pertes, ou le facteur de puissance, passe par un maximum pour des fréquences croissantes. Il est évident aussi que l'augmentation de fréquence fait décroître la capacité.

Les variations de température entraînent des changements notables dans les propriétés des diélectriques sous tensions alternatives et sont fréquemment la cause de contradictions apparentes dans les études

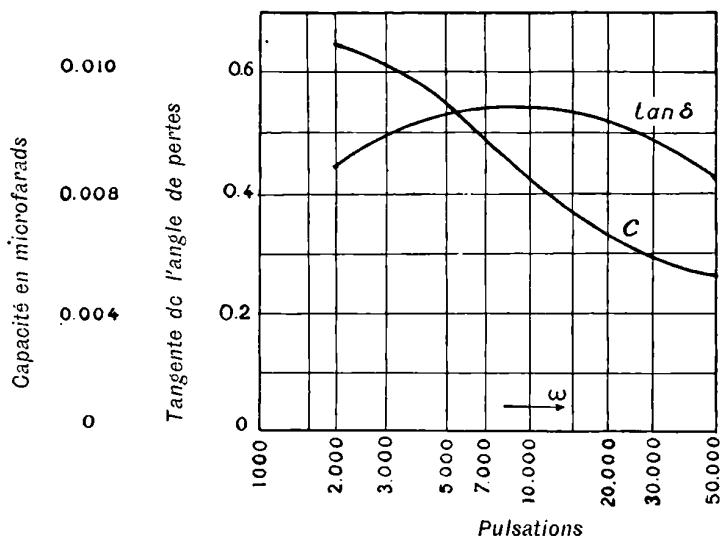


Fig. 32. — Coton imprégné.
Influence de la fréquence sur la capacité et sur l'angle des pertes.

expérimentales. Quelques-unes peuvent s'exprimer, au point de vue qualitatif tout au moins, en se servant des formules établies ci-dessus pour le diélectrique à deux couches. L'influence de la température se manifeste surtout dans les variations de conductibilité λ . La conductibilité de tous les diélectriques, spécialement des diélectriques fibreux et composites, augmente beaucoup avec la température. La constante diélectrique, néanmoins, ne change que très peu. En conséquence, la constante de temps T , c'est-à-dire

$$T = \frac{K_1 + K_2}{y(\lambda_1 + \lambda_2)},$$

diminue rapidement avec l'accroissement de température. D'autre part, la constante d'absorption h ne changera pas beaucoup avec la tempé-

rature, pourvu que l'une des conductivités λ_1 ou λ_2 soit beaucoup plus grande que l'autre. On peut s'en rendre compte en examinant la for-

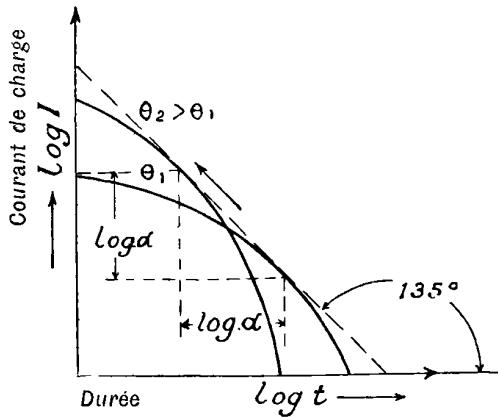


Fig. 33. — Dielectrique à deux couches.
Courbes théoriques du courant de charge suivant la température.

mule (3 i). C'est généralement le cas pour les substances composites isolantes employées dans le commerce. La constante de temps T déter-

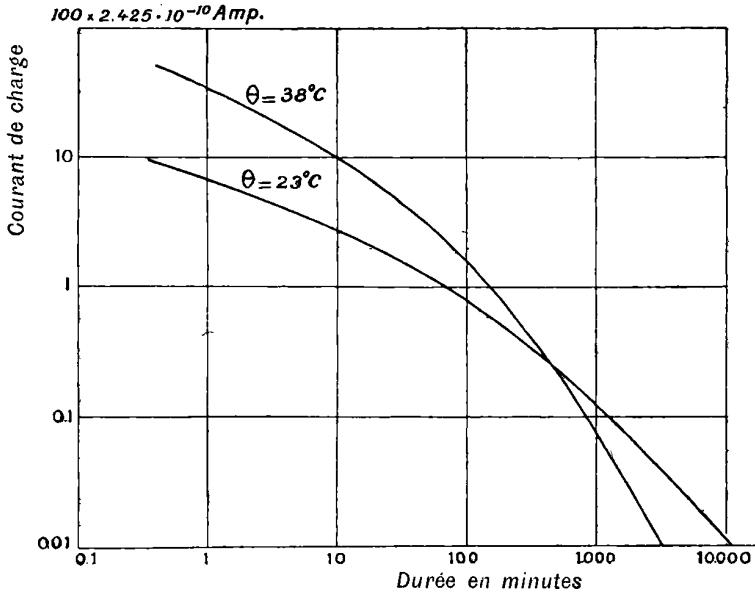


Fig. 34. — Courbes de courant en fonction de température observées dans le papier imprégné. (Wagner).

mine alors le taux d'affaiblissement du courant de charge sous potentiel continu, et aussi la variation du facteur de puissance avec

la fréquence sous potentiel alternatif. La constante d'absorption h , néanmoins, détermine la valeur du courant d'absorption et la valeur maximum du facteur de puissance.

Au point de vue de l'absorption sous potentiel continu, nous concluons que, si la température augmente, la charge totale absorbée reste pratiquement constante, mais la vitesse de décroissance du courant de charge augmente. La fig. 33 montre des courbes théoriques établies sur ce raisonnement, et la fig. 34 montre des courbes relevées par WAGNER au cours d'expériences sur un condensateur au papier imprégné.

On pourrait montrer également des concordances intéressantes, au

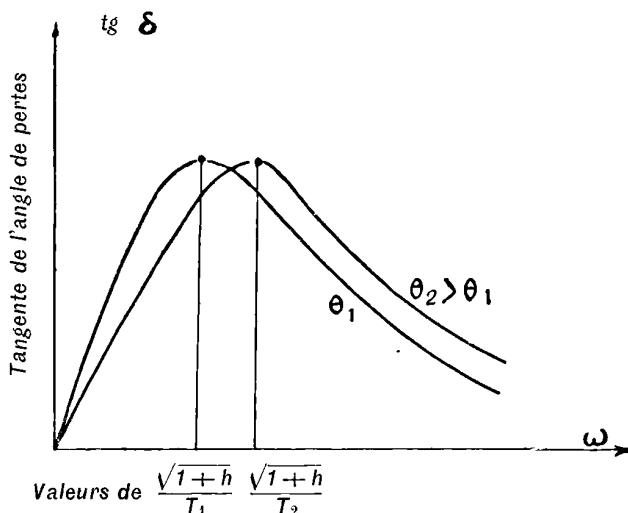


Fig. 35. — Diélectrique à deux couches.
Relation théorique entre l'angle de pertes et la fréquence à deux températures θ_1 et θ_2 .

point de vue qualitatif, entre la théorie et l'observation pour la relation entre la perte diélectrique et la fréquence. La fig. 35, montre la relation qui existe entre le facteur de puissance et la fréquence à deux températures différentes d'après les calculs de WAGNER sur le diélectrique à deux couches de MAXWELL. On suppose que la constante d'absorption h est pratiquement indépendante de la température comme nous l'avons vu, et que la constante de temps T diminue avec la température. Puisque, d'après la formule (6 b), la « constante de temps » et la fréquence ne paraissent dans la valeur du facteur de puissance que comme le produit ωT , nous trouvons qu'un changement de constante de temps T occasionne seulement un déplacement parallèle des courbes vers l'axe

de fréquence, la forme générale des courbes restant la même, et la valeur maximum du facteur de puissance restant aussi la même comme

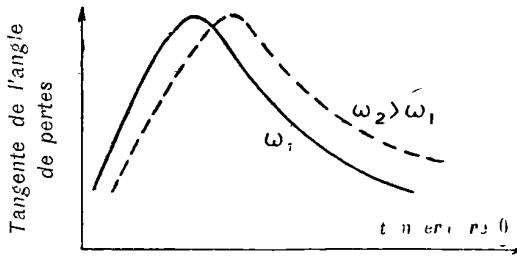


Fig. 36 — Diélectrique à deux couches. Relation entre l'angle de pertes et la température pour deux valeurs de la fréquence.

on peut le voir par la fig. 35. Si on mène un certain nombre de courbes semblables pour les différentes fréquences, on peut les trans-

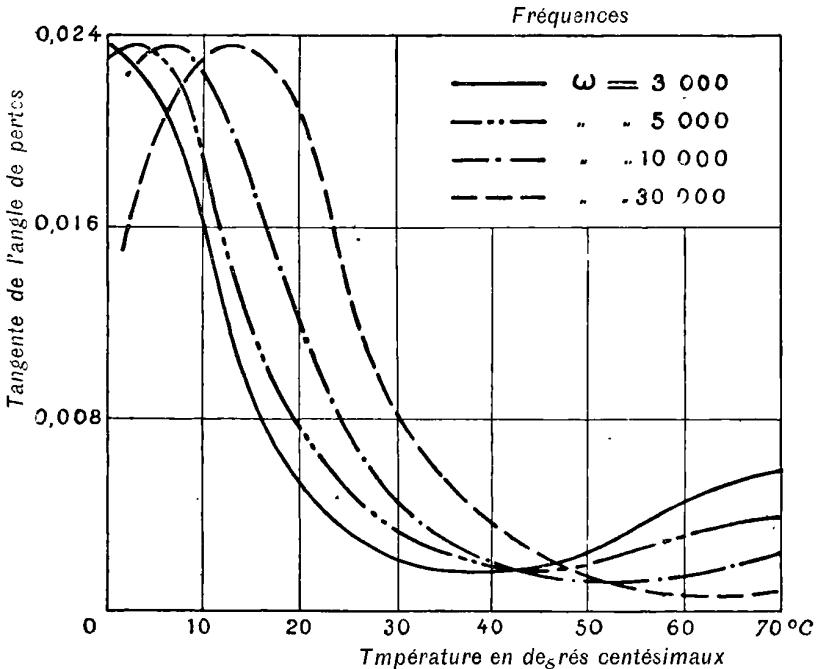


Fig. 37. — Relations expérimentales entre l'angle de pertes et la température relevées par Wagner sur la cire d'abeilles, pour différentes fréquences.

former en une famille correspondante de courbes reliant les valeurs de $\text{tg } \delta$, facteur de puissance, et de θ , température, pour les différentes fréquences. Ce dernier type de courbe est plus facile à contrôler par l'expérience, du fait que les changements en question sont beaucoup plus

sensibles aux changements de température qu'aux changements de fréquences. La fig. 36 montre cette transformation des courbes reproduites fig. 35, et la fig. 37 rend compte des observations de WAGNER sur la cire d'abeille. La fig. 38 nous montre celles de FLEMING et de DYKE sur la gutta-percha. Comme on le verra, ces courbes indiquent très clairement que, à chaque fréquence, les changements de température occasionnent des changements brusques dans le facteur de puissance, et que ces changements peuvent être ou positifs ou négatifs, dépendant seulement de la valeur absolue de la température et de la fréquence auxquelles sont faites ces observations. La tendance (fig. 37) des courbes de facteur de puissance à s'élever de nouveau à des tem-

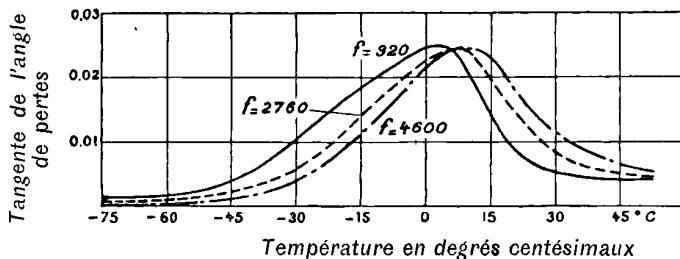


Fig. 38. — Relations expérimentales entre l'angle de pertes et la température relevées par Fleming et Dyke sur la gutta a différentes fréquences.

pératures plus hautes, est probablement due au fait qu'au voisinage de 40°C, la substance subit une transformation physique. On peut voir, d'après ces résultats, que le diélectrique à deux couches de MAXWELL explique, au point de vue qualitatif pour le moins, de manière satisfaisante, quelques-uns des phénomènes les plus visibles dont sont le siège les diélectriques composites sous des différences de potentiel alternatives.

D'autre part, de nombreuses observations ne concordent pas avec les expressions relativement simples (5) et (6 b). Pour expliquer ces variations, WAGNER imagine, comme nous l'avons dit, un diélectrique homogène contenant de petites parcelles de matières conductrices. Après une longue discussion mathématique, il en arrive à conclure qu'une pareille combinaison se comporte comme le modèle de MAXWELL avec certaines modifications des constantes. De nouvelles expressions sont données pour K_w et pour $\text{tg } \delta$, semblables généralement à (5) et (6 b), mais tenant compte aussi de la quantité relative de matière conductrice qui s'y trouve, c'est-à-dire des impuretés. Il peut

exister plusieurs sortes de ces impuretés. Chacune produira son propre effet, et il en résultera des courbes qui s'écarteront sensiblement de (5) et de (6 b). Pour faire concorder, dans ce cas, la théorie avec l'observation, il suffit d'admettre la présence d'un certain nombre de ces impuretés, et WAGNER a pu le faire dans un certain nombre de cas en apparence complexes, affirmant que, d'une manière générale quelques groupes seulement de constantes (c'est-à-dire d'impuretés différentes) sont nécessaires. On peut discuter de la même manière les conceptions de SCHWEIDLER, et aussi en admettant les équations originales de MAXWELL. En réalité, les équations de WAGNER, dans bien des cas, peuvent prendre la forme de celles qui ont été établies précédemment par ROWLAND, CURTIS et GROVER.

La principale contribution que WAGNER nous a apportée sur la manière dont se comportent les diélectriques sous les tensions alternatives, est la discussion des variations de l'angle de pertes suivant la fréquence et la température ainsi que l'exposé des expériences qui l'étaient. Cette partie de son œuvre renforce considérablement la théorie de MAXWELL. Presque toutes les théories (ou prétendues telles) rendent compte qualitativement d'observations expérimentales sous un potentiel continu. La théorie de MAXWELL, telle qu'elle a été développée par WAGNER, est la seule qui nous montre les concordances dans le cas du courant alternatif que nous avons mentionnées plus haut.

CHAPITRE VIII

PROPRIÉTÉS DES DIÉLECTRIQUES SOUMIS A DES FORCES ELECTROMOTRICES ALTERNATIVES. — C

Les pertes diélectriques dans un champ électrique alternatif ont une influence fondamentale sur l'action et la durée de beaucoup de types d'isolants. Il est donc de première importance de bien connaître les lois qui les gouvernent. On ne peut pas dire malheureusement qu'un résultat tangible ait été obtenu; pas même une compréhension qui permette d'arriver à calculer exactement l'isolement. On peut raisonnablement affirmer, cependant, que la cause principale des pertes dans les isolants est la propriété diélectrique anormale que nous avons appelée « absorption ». Nous avons vu, dans les deux chapitres précédents, que plusieurs théories bien connues de l'absorption, lorsqu'on les étend au cas alternatif, ont donné des formules qui concordent plus ou moins avec les résultats de l'expérience. Dans ces développements théoriques, on a retenu les équations fondamentales qui expliquent l'absorption observée sous une différence de potentiel continue. Elles ne sont modifiées que par la substitution à cette dernière de l'expression ordinaire $E = E_0 \sin \omega t$ de la différence de potentiel alternatif. Ainsi, dans les exposés de ROWLAND et de WAGNER, ces équations fondamentales nous conduisent à des expressions de pertes d'énergie, d'angle de pertes, de capacité équivalente, etc., sans éclairer spécialement la manière dont se comporte le diélectrique sous une différence de potentiel continue. Les concordances avec les résultats de l'expérience telles qu'elles sont rapportées par WAGNER, dans son extension de la théorie de MAXWELL, et que nous avons indiquées dans le chapitre précédent, confirment partiellement les diverses théories qui ont été proposées pour expliquer les phénomènes fondamentaux de l'absorption.

Bien que de nombreux observateurs aient préféré faire remonter l'origine des pertes diélectriques à quelque forme inconnue de viscosité interne ou à l'hystérèse, depuis la découverte du caractère anormal

des pertes par SIEMENS en 1864, on a admis que l'existence reconnue de l'absorption suffisait à les expliquer.

Parmi les chercheurs les plus en vue comme HOPKINS, HESS, BEAULARD, tous ont insisté sur le fait que l'absorption suffit à expliquer les pertes, comme nous l'avons vu. L'absorption fait apparaître un courant maintenu sous une tension continue, ce qui par conséquent doit occasionner une composante de courant en concordance de phase avec une tension alternative.

D'autres observateurs des propriétés des diélectriques sous potentiel alternatif ont été satisfaits de cette explication et se sont contentés de relier les phénomènes alternatifs à ceux du courant continu laissant aux physiciens le soin de déterminer la nature de ces derniers. Les études les plus complètes dans ce sens sont celles de VON SCHWEIDLER, de JORDAN et de F. TANK d'une part, et celles du distingué physicien H. BOUASSE d'autre part. Les idées de BOUASSE ont été récemment développées par J. LAHOUSE. Dans chaque cas, ces observateurs ont pu, en vertu du principe de superposition, relier l'état stationnaire d'un diélectrique sous tension alternative, à l'état transitoire ou variable sous tension continue.

On se rappellera que le principe de superposition fournit le moyen de montrer, à un moment quelconque, présent ou futur, l'influence des tensions précédentes sur la charge résiduelle. On peut donc étudier le cas du champ alternatif en appliquant le principe de superposition et en observant qu'une force électromotrice de la forme

$$E = E_0 \sin \omega t$$

a été appliquée dans le passé pendant un long intervalle de temps.

VON SCHWEIDLER, JORDAN, TANK. — L'expression la plus commode, si l'on veut se servir du principe de superposition, est celle du courant de charge anormal. (Voir chapitre II, formule 10) :

$$i(t) = BC \int_{-\infty}^t \frac{dE(u)}{dt} \varphi(t - u).du,$$

que l'on peut écrire :

$$i(t) = -BC \int_0^{\infty} \frac{dE(t - u)}{du} \varphi(u).du, \quad (1)$$

dans laquelle B est une constante, C la capacité géométrique, t le moment auquel on mesure i , u le temps écoulé indiquant les variations de tension dans le temps précédent, et $\varphi(t)$ la fonction indiquant le

déclin du courant de charge anormal, sous une différence de potentiel continue appliquée soudainement au diélectrique après une longue période de court-circuit.

En appliquant au cas alternatif, si $E = E_0 \sin \omega t$, à l'état stationnaire, le courant prendra la forme :

$$i(t) = \omega E_0 C(A \cos \omega t + D \sin \omega t). \quad (2)$$

En égalant les deux valeurs de $i(t)$ nous trouvons :

$$\left. \begin{aligned} A &= \int_0^\infty \varphi(u) \cos \omega u . du, \\ D &= \int_0^\infty \varphi(u) \sin \omega u . du. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Nous rappelant alors que le condensateur a une résistance de fuite R et une capacité géométrique C, le courant total à l'état stationnaire sera donné par :

$$I(t) = \omega C E_0 \left[1 + A \cos \omega t + \left(\frac{1}{\omega C R} + D \right) \sin \omega t \right]. \quad (4)$$

La capacité apparente est :

$$C' = C(1 + A), \quad (5)$$

et, en négligeant la conductance de fuite, la perte sera donnée par :

$$W = \frac{1}{2} \omega C E_0^2 D. \quad (6)$$

Mais C' et W peuvent être mesurés, nous possédons donc une méthode expérimentale pour déterminer A et D , et un moyen théorique de vérifier que la perte diélectrique alternative est causée par l'absorption.

Cette méthode est celle de VON SCHWEIDLER. Pour pouvoir l'utiliser, non seulement il est nécessaire de déterminer $\varphi(t)$, mais la forme trouvée doit permettre l'intégration des équations (3). On sait du reste, que $\varphi(t)$ n'a pas toujours une forme simple. En réalité, il n'est pas possible d'en trouver l'expression pour la plupart des isolants du type composite. Il paraîtrait donc, à première vue, que cette méthode ne peut s'appliquer qu'à des cas peu fréquents. H. JORDAN et F. TANK se sont servis de l'équation ci-dessus dans leurs expériences sur l'absorption et les pertes alternatives dans les mêmes substances. La concordance trouvée par TANK est digne de remarque :

Tenant compte de la difficulté d'évaluer $\varphi(u)$, il étudia l'expression générale $\varphi(t)$ développée par VON SCHWEIDLER pour le diélectrique com-

plexe. Il en arriva à conclure que la courbe dans le cas général est à peu près identique à celle qui est donnée par $\varphi(t) = \beta t^{-n}$, lorsque $0 < n < 1$, et pour des valeurs de t petites par rapport à la période de la tension alternative. Ces calculs simplifient grandement l'évaluation de A et de D (équation 3); en réalité c'est de cette formule que Von SCHWEIDLER a tiré A et D, c'est-à-dire $\varphi(t) = \beta t^{-n}$. On a observé souvent cette forme de $\varphi(t)$ pour des périodes beaucoup plus longues, comme dans les travaux de HOPKINSON et de CURIE.

Néanmoins, ce qui nous intéresse le plus dans les travaux de TANK, ce sont les résultats de ses expériences. Au moyen du pendule de HELMHOLTZ, il détermine la forme de $i(t)$ pour des intervalles de temps

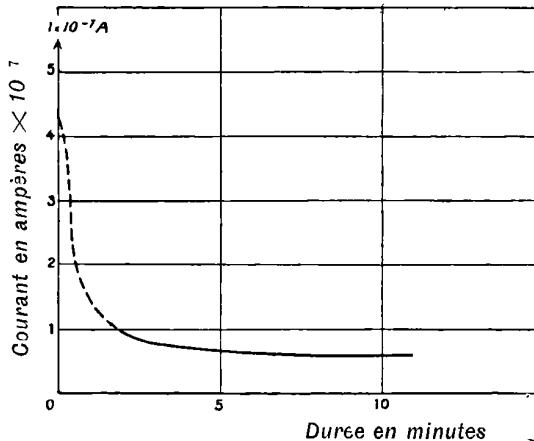


Fig 39. — Courant de charge d'un diélectrique liquide.

compris entre $0,32 \times 10^{-3}$ et $0,22$ de seconde et trouve que, dans trois condensateurs sur six observés, le courant obéit à peu près à la loi ci-dessus avec n voisin de $0,7$. Adoptant la forme correspondant à $\varphi(t)$, on peut évaluer rapidement les intégrales de l'équation (3) et calculer la composante de perte du courant. Il mesura également les pertes alternatives dans les mêmes condensateurs au moyen d'un électrodynamomètre sensible et trouva une concordance remarquable entre les valeurs mesurée et calculée des pertes de courant de charge. Les différences entre les valeurs calculée et mesurée furent : 3,8, 4,1, 1,6, 13,8 et 23 pour cent.

TANK mesura également le courant de charge anormal d'un grand nombre de liquides isolants. Il trouva, pour des intervalles de 1 à 15 minutes, approximativement la loi $i = \beta t^{-n}$. Cependant, tous ces

isolants possèdent une conductivité maximum définie pour de courtes durées d'application de la tension. La fig. 39 le montre. Ce maximum est beaucoup plus petit que les valeurs données par l'expression ci-dessus. Les valeurs mesurées des pertes alternatives se rapprochent beaucoup de celles qui sont tirées de la valeur initiale de la conductivité. Les conclusions les plus importantes tirées des travaux de TANK sont que les pertes alternatives dans les diélectriques solides sont presque toutes dues à l'absorption ; que la perte due aux fuites de conductance n'est que de 1 pour cent du total et que rien ne met en évidence l'existence de pertes dues à d'autres causes.

Si l'on tient compte de la simplicité de la forme adoptée pour la fonction $\varphi(t)$, on voit qu'il est difficile de considérer ces résultats comme une confirmation de la théorie de Von Schweidler, telle qu'elle a été donnée par son auteur. C'est là, néanmoins, probablement le seul effort qui ait été tenté pour comparer directement les mesures des pertes aux calculs de ces mêmes pertes tirées des mesures de l'absorption.

BOUASSE.

Dans son remarquable cours de Magnétisme et d'Electricité, H. BOUASSE, professeur à la Faculté des Sciences de Toulouse, a clairement montré l'ignorance où nous sommes du caractère fondamental du phénomène d'absorption. En conséquence, dans son exposé trop bref du cas alternatif dans les diélectriques, il se limite aux phénomènes expérimentaux bien connus. Il en trouve deux seulement.

Le premier c'est que, étant donné un état de polarisation quelconque dans un diélectrique, cet état persiste pendant un certain temps et disparaît suivant une certaine fonction du temps décroissante, $\varphi(t)$ (Facteur d'oubli de HOPKINSON). Le second c'est que la polarisation résultant d'une valeur quelconque du champ est indépendante des polarisations antérieures. Ces deux faits tirés de l'expérience constituent à eux deux le principe bien connu de superposition.

Remarquons que, dans cette nouvelle expression du principe de superposition, l'intensité de polarisation I est l'effet et que le champ électrique E est la cause. Ceci s'accorde avec l'opinion de M^r le Professeur BOUASSE, à savoir que la substance du milieu polarisé doit être considérée comme le siège de toutes les lois fondamentales des

diélectriques en ce qui concerne les propriétés anormales de ces derniers. Afin de donner une idée des déductions qu'il tire des deux faits expérimentaux mentionnés plus haut, je crois ne pouvoir mieux faire que de rapporter brièvement ce qu'il écrit.

Au temps τ (compté vers le passé, à partir de l'époque actuelle prise pour origine) et pendant le temps $d\tau$, le champ était $P(\tau)$. Nous posons que la polarisation actuelle I est due au champ actuel augmenté de l'action (plus ou moins oubliée) des champs antérieurs.

On a donc :

$$I = k \left[P + \int_0^{\infty} P(\tau) \cdot \Phi(\tau) \cdot d\tau \right]. \quad (7)$$

Exprimons $P(\tau)$ en fonction du temps t . Le phénomène qui se passe au temps τ dans le passé à partir du temps t actuel, se passe effectivement au temps absolu $t - \tau$.

En définitive nous écrirons au temps t :

$$I = k \left[P + \int_0^{\infty} P(t - \tau) \cdot \Phi(\tau) \cdot d\tau \right]. \quad (8)$$

La fonction Φ doit être nulle pour $\tau = \infty$, avoir une valeur finie pour $\tau = 0$. Nous ferons nos calculs en posant, suivant les cas :

$$\Phi(\tau) = \frac{a}{b + \tau}, \quad \Phi(\tau) = ae^{-b\tau}.$$

Pour le cas alternatif, il suffit de substituer $E = E_0 \sin \omega t$ dans la formule (8) qui devient alors :

$$I = kP_0 \left[\sin \omega t + \int_0^{\infty} \sin \omega(t - \tau) \cdot \Phi(\tau) \cdot d\tau \right]. \quad (9)$$

Calculons l'intégrale de I .

$$I = \sin \omega t \int_0^{\infty} \cos \omega\tau \cdot \Phi(\tau) d\tau - \cos \omega \int_0^{\infty} \sin \omega\tau \cdot \Phi(\tau) \cdot d\tau. \quad (10)$$

Quel que soit le facteur d'oubli, les deux intégrales définies précédentes ont des valeurs définies bien déterminées. Nous avons donc :

$$I = kP_0 [\sin \omega t + a \sin(\omega t - \beta)], \quad (11)$$

avec les conditions :

$$a \cos \beta = \int_0^{\infty} \cos \omega\tau \cdot \Phi(\tau) \cdot d\tau; \quad a \sin \beta = \int_0^{\infty} \sin \omega\tau \cdot \Phi(\tau) \cdot d\tau.$$

La courbe qui relie I et P est encore une ellipse.

Pour faciliter les calculs et fixer les idées, prenons pour facteur d'oubli l'exponentielle :

$$\Phi(\tau) = ae^{b\tau} \quad (12)$$

On trouve (Math. Gén., 304) :

$$\int_0^{\infty} \cos \omega\tau \exp(-b\tau) d\tau = \frac{b}{\omega^2 + b^2} = m \cos \beta,$$

$$\int_0^{\infty} \sin \omega\tau \exp(-b\tau) d\tau = \frac{\omega}{\omega^2 + b^2} = m \sin \beta,$$

d'où
$$I = kP_0 [\sin \omega t + am \sin (\omega t - \beta)],$$

avec la condition :

$$\operatorname{tg} \beta = \omega : b.$$

Comme il a été dit précédemment, la formule 5 (II) est l'équation d'une ellipse entre I et E_0 . Ce résultat est indépendant de la forme de $\varphi(t)$. Des exemples remarquables de ces ellipses ont été trouvés expérimentalement par GRANIER (voir ci-dessous). On voit aussitôt que la valeur de la surface de l'ellipse est donnée par

$$w = \pi k a E_0^2 \sin \beta, \quad (13)$$

en d'autres termes, la perte par cycle est proportionnelle au carré du maximum de différence de potentiel comme on l'a souvent observé.

Remarquons que, pour obtenir cette expression relativement simple de perte par cycle, il a fallu admettre que le « facteur d'oubli » de HOPKINSON est conforme à la formule (12). C'est également la forme demandée dans le développement de la théorie de MAXWELL, et l'expérience l'a souvent confirmée.

J. LAHOUSSE s'est servi de la méthode précédente de BOUASSE pour établir d'autres formules approximatives, et une démonstration de diagramme vecteur s'appliquant au cas alternatif. Il fait remarquer que si n dans l'équation (13) est petit, comme c'est le cas général, la perte par cycle devient :

$$w = \frac{2k\omega m E_0^2}{\omega^2 + n^2} = \frac{2km E_0^2}{\omega}, \quad (14)$$

et la perte totale sera :

$$W = \frac{km E_0^2}{\pi}. \quad (15)$$

C'est-à-dire que la perte par cycle est inversement proportionnelle à la fréquence, et que la perte totale est indépendante de la fréquence. L'équation (14) montre également que pour de basses fréquences, par exemple quelques périodes par seconde, w la perte par cycle a une valeur maximum pour $n = \omega$. Cette condition a été vérifiée par l'expérience, bien que la valeur de la fréquence à laquelle le maximum se produit ait souvent une valeur très grande. Nous verrons plus loin que l'expérience confirme en quelque sorte l'idée que la perte diélectrique est indépendante de la fréquence, mais le poids de l'évidence montre qu'elle doit croître avec la fréquence.

Nous ne devons pas attacher trop d'importance aux différences qui existent entre une théorie comme celle de BOUASSE et les résultats de l'expérience. Cette théorie est établie avec l'idée d'une propriété caractéristique unique de la substance diélectrique, c'est-à-dire la polarisation moléculaire. Beaucoup de résultats proviennent d'expériences faites avec des matériaux introduisant des causes différentes de pertes de diélectriques. De nombreuses expériences ont été conduites au moyen de condensateurs du commerce munis de diélectriques complexes et la plupart de ceux-ci contiennent de l'humidité et d'autres impuretés. Tous les diélectriques composites, particulièrement s'ils contiennent de l'humidité, sont sujet à des pertes autres que la polarisation ou la viscosité. On peut facilement imaginer que quelques-unes de ces causes étrangères peuvent produire des pertes susceptibles d'augmenter ou de diminuer avec la fréquence, et déterminer une variation différente de celle qui est due à la fréquence seule.

J. GRANIER s'est servi d'une méthode élégante pour résoudre le problème des pertes dues à l'absorption seule pour des fréquences alternatives comprises entre 0,3 et 150 p : s. Il interrompt l'excitation alternative stationnaire en différents point du cycle, et au moyen d'une méthode de zéro très précise, il obtient ainsi la charge résiduelle totale qui correspond à chaque point. Cela permet de fixer la relation tension-absorption pour un cycle complet à chaque fréquence.

Tracées en coordonnées rectangulaires, les courbes prennent la forme elliptique parfaite, ce qui concorde avec l'analyse théorique de BOUASSE. Si nous regardons la fig. 40, nous voyons la surface de l'ellipse représentant la perte par cycle, décroître de façon continue à mesure que la fréquence augmente. Ceci s'accorde de manière générale avec la théorie de BOUASSE développée par LAHOUSSE. Les

ellipses s'aplatissent complètement entre les limites mentionnées et l'observation de l'influence de la fréquence se continue jusqu'à 1 500 p : s au moyen de la méthode du pont.

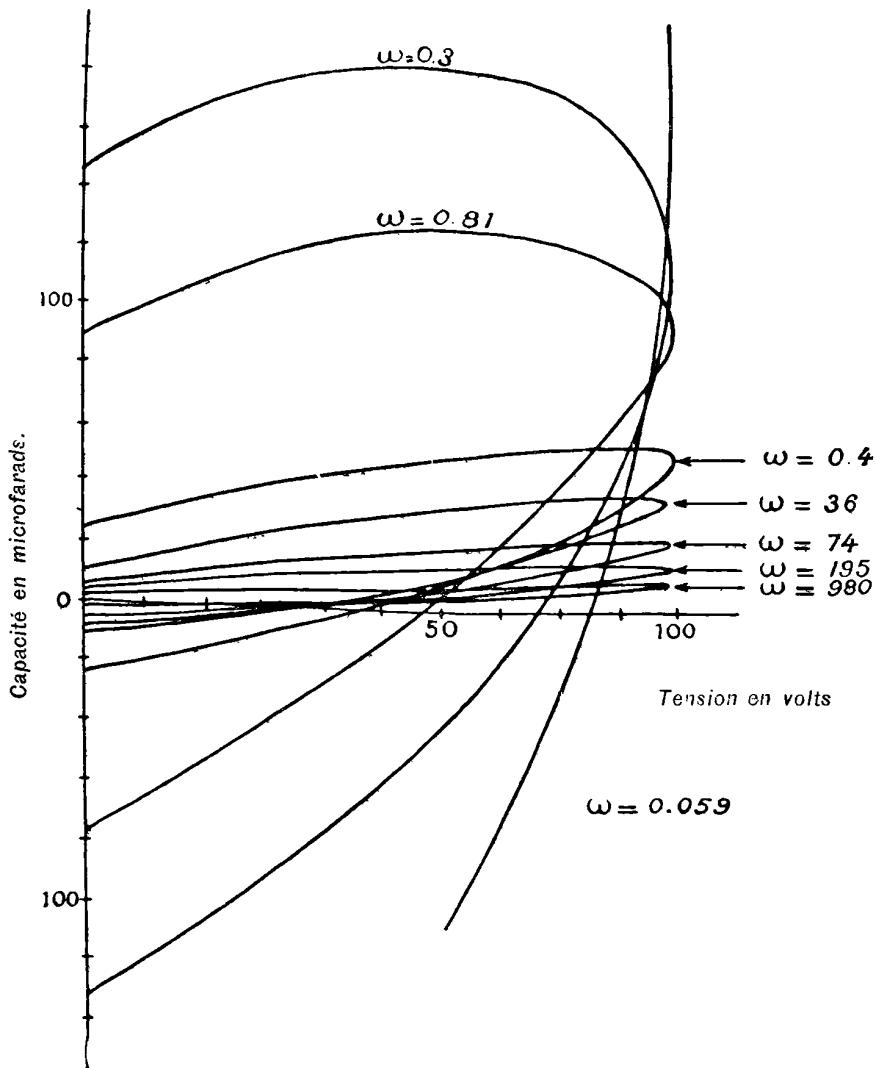


Fig. 40. — Relation entre la charge résiduelle et la tension dans un cycle alternatif pour diverses fréquences.

Même, avec des fréquences plus basses, selon la théorie, nous devons nous attendre à voir l'ellipse devenir une ligne droite. Entre les limites observées, les pertes totales augmentent, mais moins vite

que la fréquence. On trouve une relation très uniforme entre ces limites et, pour plusieurs condensateurs observés elle est :

$$W = mf^n, \quad (16)$$

W étant la perte *par seconde*, f la fréquence, et m et n des constantes. Les valeurs suivantes ont été trouvées pour m : papier paraffiné 0,4 ; papier ciré 0,5 ; verre 0,78 ; gutta-percha 1 (dans ce dernier cas, les angles de pertes étaient très petits, même pour de basses fréquences). Les résultats montrent également que la capacité et les angles de pertes diminuent de manière continue entre les limites extrêmes de la fréquence.

COMPARAISON ENTRE LES THÉORIES DES PERTES EN COURANTS ALTERNATIFS ET L'EXPÉRIENCE.

Les diverses analyses que nous avons données précédemment nous font voir que presque tous ceux qui ont étudié les théories des pertes diélectriques alternatives sont d'accord pour attribuer ces pertes au phénomène de l'absorption diélectrique. De plus, bien qu'il existe différentes théories au sujet de la nature intime de l'absorption, elles s'accordent toutes assez bien avec les résultats de l'expérience. Il devient donc difficile de faire un choix. Mais il n'est pas nécessaire de le faire si nous voulons nous contenter d'expliquer l'origine des pertes diélectriques alternatives. En effet, les résultats des analyses faites par les observateurs cités plus haut, concordent d'une manière presque absolue quant aux lois qui gouvernent les pertes, la différence de phase et la capacité suivant les variations de la tension, de la fréquence et de la température, bien que dans un ou deux cas, ils partent de points de vue très différents.

Si nous considérons seulement la concordance de la théorie et des résultats de l'expérience, on a pu voir qu'une telle concordance n'est qu'approximative et qu'elle ne se produit que d'une manière générale pour les diverses propriétés des diélectriques soumis aux variations électriques et d'autres conditions extérieures. L'absorption elle-même ne peut être ni contrôlée ni prévue, on ne peut donc pas s'attendre à ce que des expressions définies et des constantes puissent être trouvées pour expliquer ce phénomène sous l'influence du champ électrique alternatif. Si l'on veut bien tenir compte de cette restriction, les concordances que nous montrerons plus loin entre la théorie et l'expérience nous donneront la preuve, sans aucun doute, que le siège de la

plus grande partie des pertes diélectriques dans les diélectriques solides, se trouve dans le phénomène fondamental de l'absorption diélectrique.

Relation entre les pertes et la tension. — Il est presque universelle

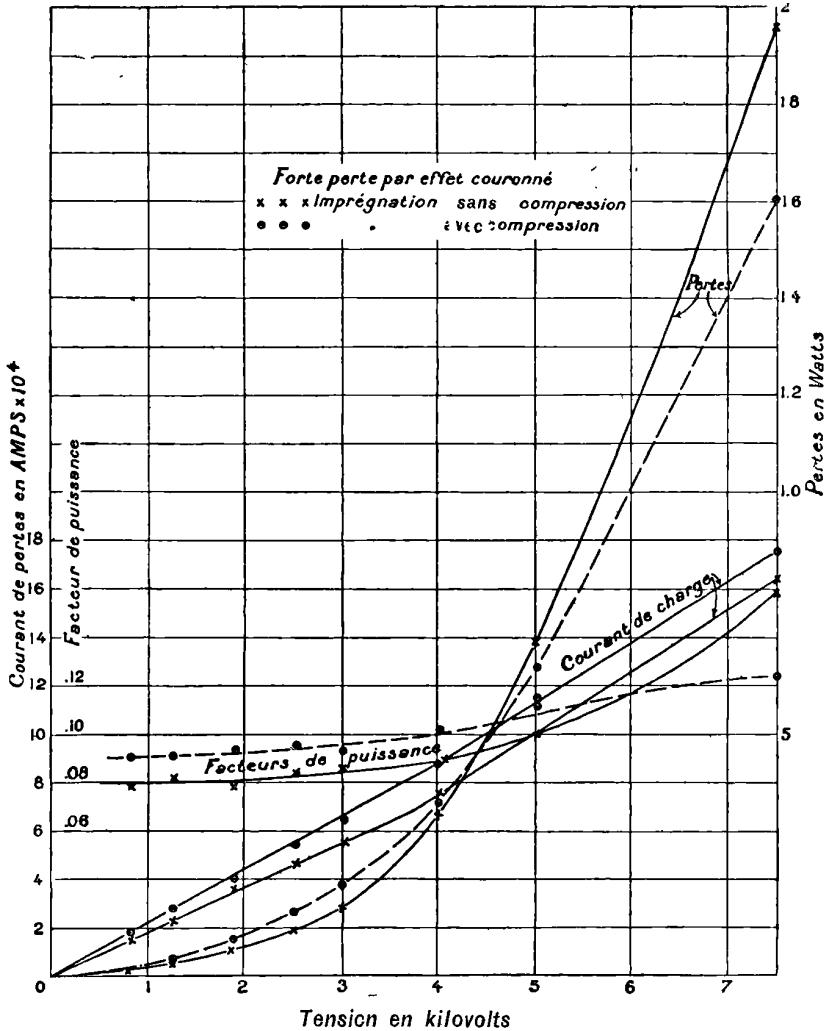


Fig. 41. — Relation entre la perte diélectrique et l'intensité du champ électrique. Papier et mica.

ment reconnu, au point de vue théorique, que la perte diélectrique varie comme le carré de l'intensité du champ électrique. De nombreux observateurs ont étudié cette relation (voir bibliographie) et les limites extrêmes des valeurs de l'exposant de la force

électrique sont 1,3 et 2,7. Le plus grand nombre des résultats semble cependant s'approcher de la valeur 2 (voir fig. 41). Il est difficile d'expliquer les quantités inférieures à 2, mais il est plus

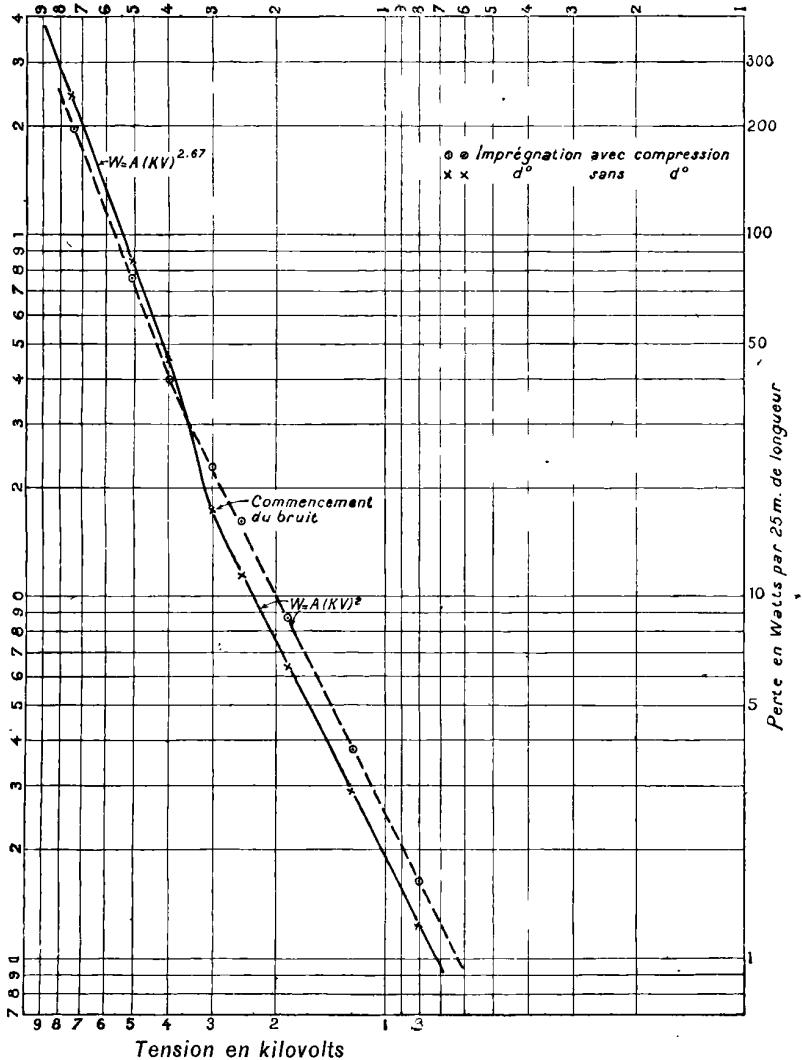


Fig. 4a. — Relation entre la perte diélectrique et l'intensité du champ électrique. Papier et mica.

facile d'expliquer celles qui sont supérieures à 2. Comme nous l'avons déjà dit, la plupart des diélectriques contiennent de l'humidité et possèdent quelque conductivité électrolytique. Cette dernière décroît avec l'augmentation de la tension et l'humidité détermine une conductivité

qui croît avec la tension; chacune causerait une augmentation négative ou positive pour une perte d'absorption normale variant comme E^2 . La perte totale est extrêmement sensible au changement de température et, comme la perte accroît la température, ceci explique sans doute, dans la plupart des cas, les grandes valeurs de l'exposant. Dans les isolants du commerce en papier et autres matériaux en couches, l'ionisation interne est cause d'une perte additionnelle, et on a vu que lorsqu'on évite cette perte, l'exposant redescend vers la valeur 2. La fig. 42 nous montre les variations des pertes avec la tension dans l'isolant au papier et au mica d'un conducteur d'induit à haute tension. Il y a deux courbes, l'une à l'état normal, l'autre avec l'isolant comprimé. La première montre que la perte croît plus rapidement que le carré de la tension; la seconde, qu'elle se rapproche du carré de la tension. M. A. FRIGON signale une exception frappante dans le cas du papier imprégné, où il nous montre un exposant diminuant de 2,7 à la température de 15° C jusqu'à 1,9 à la température de 118° C. Ceci demande confirmation, car aucune explication valable n'en peut être tirée à la lumière des théories précédentes.

Relation entre les pertes et la fréquence. — En ce qui concerne la fréquence, les explications théoriques ne concordent pas. WAGNER démontre que la perte est proportionnelle à la fréquence et à l'angle de pertes et, comme ce dernier augmente, puis décroît avec la fréquence, on ne peut pas toujours obtenir une variation uniforme des pertes. LAHOUSSE trouve une perte par cycle inversement proportionnelle à la fréquence et par conséquent une perte par seconde indépendante de la fréquence, pour toutes les valeurs, à l'exception de celles qui sont très petites. Les expériences de GRANIER montrent une perte par cycle décroissant avec la fréquence jusqu'à 150 p : s, et une perte par seconde augmentant seulement comme la puissance 0,5 ou 0,6 de la fréquence, ce qui semble confirmer la conclusion de LAHOUSSE. M. A. FRIGON signale des pertes dans le papier imprégné croissant presque en proportion de la fréquence entre 20 et 60 p : s. H. J. MAC LEOD, opérant sur de bons isolants tels que le verre, le pyrex, la paraffine, les isolants cireux, le mica et dans des conditions exceptionnelles, trouve des pertes variant de la puissance 0,85 à la puissance 0,9 de la fréquence. Beaucoup d'autres ont signalé des pertes croissant avec la fré-

quence, mais généralement moins vite. ADDENBROKE rapporte trois types de variations : (a) directement proportionnelle, dans les meilleurs isolants tels que le cristal blanc (crown glass) et la gutta percha ; (b) indépendante de la fréquence, pour des isolants contenant beaucoup d'humidité, et (c) intermédiaire, pour des substances ayant une résistance d'isolement faible, comme le celluloïd.

D'autre part, WAGNER a étudié les variations du facteur de puissance avec la fréquence dans un grand nombre de cas et il a trouvé que la valeur maximum de l'angle de pertes peut se trouver pour des substances différentes entre les limites de 4 à 1000 p : s, et même davantage. Ce qui veut dire que, dans les limites des fréquences industrielles et bien au delà, l'angle des pertes peut croître ou décroître avec la fréquence. C'est probablement ce qui explique l'embarras où l'on se trouve lorsqu'on cherche à coordonner les résultats des différents observateurs, et aussi pourquoi aucune loi empirique simple ne peut exprimer l'influence de la fréquence dans les pertes diélectriques.

WAGNER a étudié l'influence combinée de la température et de la fréquence sur les angles de pertes, et il a trouvé que les variations de température fournissent un moyen commode de représenter les changements relativement lents dus à la fréquence. Au moyen de cette méthode, il a pu noter des vérifications expérimentales remarquables en rapport avec les expressions théoriques déjà données. Comme on le voit donc, il ne faut pas s'attendre à une relation générale et simple entre les pertes et la fréquence, et les observations faites avec des fréquences différentes ne peuvent s'interpréter qu'en fonction de ce que nous savons des autres propriétés, telles que les différences de phases, la température et la teneur en humidité.

Relation entre les pertes et la température. — L'influence de la température sur les pertes diélectriques est très grande, la perte augmentant rapidement avec la température. Mais ici encore il ne semble pas possible d'obtenir une loi définie à cause de l'influence indirecte de la température sur les autres propriétés. Dans les solides pour lesquels la température n'a pas d'effet marqué sur la structure, comme le verre, les pertes semblent être proportionnelles à une certaine puissance de la température absolue (de 3 à 4), et les fuites peuvent encore être négligées. Les substances arrivées au point de fusion, mais encore à l'état pâteux,

laissent voir une grande augmentation de pertes dues à l'absorption, mais pas de pertes dues aux fuites. A l'état liquide, les pertes dues à l'absorption se transforment en pertes dues à la conductance. Ces faits montrent d'une manière significative que l'élévation de la température est la cause principale de l'accroissement de mobilité des charges électriques, ou ions, dans les diélectriques; l'amplitude des mouvements, restreinte au début, devient illimitée à l'état liquide. Le fait paraît encore plus évident avec du papier imprégné qui ne franchit pas l'étape de la conductibilité lorsque l'imprégnant se liquéfie, car il oppose une barrière au passage des ions.

La seule tentative sérieuse faite pour démontrer théoriquement l'influence de la température, l'a été par WAGNER. Il explique cette influence par ses effets sur les « constantes de temps » des substances, c'est-à-dire, sur le facteur qui multiplie le temps, dans l'exposant des variations du courant de charge anormal. Ceci lui permet d'étendre l'explication au cas du champ alternatif, de montrer l'effet de la température sur l'angle de pertes et en conséquence sur les pertes elles-mêmes. Il constate un concordance remarquable avec les résultats de l'expérience et ses travaux renforcent sérieusement la théorie de MAXWELL en ce qui concerne la température. Un résumé de ces travaux a été donné dans un chapitre précédent.

Après cette courte revue générale des phénomènes qui se produisent lorsqu'on soumet les diélectriques à l'effort alternatif, nous conclurons notre discussion sur les différentes théories proposées pour expliquer la manière dont se comportent les diélectriques anormaux. Nous avons vu qu'on peut rattacher à l'absorption diélectrique, les phénomènes observés sous l'effort alternatif. C'est par conséquent l'absorption diélectrique qui apparaît comme le grand problème auquel nous n'avons pas trouvé de solution dans nos efforts pour contrôler les matériaux isolants et pour prédéterminer exactement l'isolement des circuits et machines. Ce problème a stimulé les efforts des physiciens et des ingénieurs. Mais, des nombreuses théories mises en avant pour expliquer l'origine et les caractéristiques de l'absorption diélectrique, il faut reconnaître qu'aucune ne mérite ce nom. Ce ne sont que des hypothèses, car aucune d'elles ne peut être vérifiée quantitativement. La plus simple de toutes,

est, peut-être, celle de MAXWELL. Cependant personne jusqu'à présent n'a pu trouver de diélectrique simple possédant uniquement un pouvoir inducteur spécifique et de la conductibilité. Jusqu'à ce qu'on trouve deux au moins de ces diélectriques simples, il semble impossible de vérifier la théorie de MAXWELL de façon précise.

D'autre part, nous possédons un grand nombre de données qualitatives concordant avec les différentes théories, comme nous l'avons vu précédemment. Quelques-unes sont vraiment frappantes, et jusqu'à ce que nous ayons une connaissance plus approfondie de la structure fondamentale des diélectriques, nous devons continuer à nous appuyer sur ces théories incomplètes. Nous sommes à une époque de recherches expérimentales et il est probable que, dans un prochain avenir, nous pourrions choisir parmi les nombreuses conceptions qui ont été avancées pour résoudre ce problème déconcertant. Il semble que cette solution ne puisse être simple et bien définie. L'absorption diélectrique nous apparaîtra finalement comme ayant peut-être un caractère complexe et attribuable à un certain nombre de causes diverses. En attendant, nous devons toujours avoir présent à l'esprit et le plus clairement possible, les faits essentiels déjà constatés, de manière à pouvoir les utiliser dans notre métier d'ingénieur, et aussi afin de pouvoir, par comparaison, apprécier à sa juste valeur chaque solution nouvelle au fur et à mesure de son apparition. C'est avec l'espoir de rendre cette tâche un peu plus légère que nous avons entrepris de préparer cette série de conférences.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Nous donnerons en terminant un résumé des matières précédemment discutées et nous formulerons nos conclusions :

1° L'absorption diélectrique est un phénomène très apparent, mais il est peu compris, et ses origines sont obscures. Son caractère général est bien connu : diminution du courant de charge avec le temps, charge résiduelle, etc... D'autre part, il n'existe aucune loi empirique définie permettant de représenter exactement ce phénomène.

2° Les solides seuls montrent des phénomènes d'absorption complète de charge et de décharge. Les liquides montrent souvent une absorption apparente à la charge, mais sans phénomènes résiduels. Presque tous les diélectriques solides montrent une certaine absorption. Dans quelques substances à l'état très pur, comme le soufre, le quartz, la paraffine, cette absorption est très faible, sinon tout à fait négligeable.

3° Dans les solides, de grandes différences dans l'absorption peuvent être causées par de très petites différences de composition ; par de très faibles teneurs d'impuretés et d'humidité par exemple.

4° Le courant d'absorption de charge se transforme finalement en courant de conduction stationnaire. Tous deux croissent fortement avec l'élévation de la température.

5° Les pertes alternatives dans les diélectriques solides sont presque entièrement dues à l'absorption. Le calcul le démontre et l'expérience le confirme. Les pertes dues à la conductibilité sont en général très petites en comparaison de celles qui sont dues à l'absorption et il n'est pas certain qu'il y ait encore d'autres causes de pertes. Rien n'indique l'existence de pertes dues à une hystérèse de même caractère que celle qui appartient aux substances magnétiques.

6° Les théories sur la nature intime de l'absorption nous enseignent : (a) que celle-ci se produit dans des mélanges de deux ou de plusieurs diélectriques et dépend seulement de deux quantités connues : la conductibilité et le pouvoir inducteur spécifique.

(MAXWELL); (b) qu'elle est causée par une relation anormale entre le déplacement électrique et la force électrique dont le siège se trouve à l'intérieur de la molécule (PELLAT); (c) qu'elle peut s'expliquer par la théorie de LORENTZ sur le mouvement de l'électron à l'intérieur de l'atome, (DÉCOMBE); (d) qu'elle est due à une conductibilité anormale, et à l'eau contenue dans des canaux capillaires ou dans des interstices à l'intérieur des diélectriques.

7° Il y a une tendance marquée à attribuer l'absorption diélectrique à une ou plusieurs formes de conductibilité anormale. Un certain nombre d'études intéressantes nous font voir les mouvements des ions à l'intérieur des diélectriques. Il y a peu de preuves en faveur d'une conductibilité définie telle qu'elle a été envisagée par MAXWELL. Il est probable que la conductibilité, telle qu'on l'observe, a un caractère électrolytique, ou se rapproche de celle des gaz. Il est très difficile de séparer ces différents types de conductibilité et il n'est pas improbable que chacune d'elles joue un rôle particulier. C'est de ce côté que les investigateurs tournent leurs regards de préférence.

Au point de vue de la technique pratique, nous pouvons dire que, d'une manière générale, l'absorption est un phénomène de conduction et que, dans le cas où la f. e. m. est alternative, elle provoque une composante du courant en phase avec la tension appliquée. Cela entraîne une perte d'énergie dans le diélectrique. Dans les communications par télégraphe ou par téléphone, ces pertes sont une cause d'affaiblissement, d'amortissement et de confusion dans les signaux et les conversations. Dans les transmissions à haute tension, elles déterminent l'échauffement et diminuent la durée des isolants. Dans les deux cas, la situation s'aggrave du fait qu'on utilise presque toujours des isolants composites et que de tels isolants présentent une absorption très grande. Il est remarquable que dans la fabrication des isolants pour hautes tensions, on ait prêté si peu d'attention à l'absorption des diélectriques. Il est certain que les isolants fabriqués dans le commerce sont soumis à un contrôle sévère par l'étude de leurs propriétés dans les substances simples et de leur façon de se comporter en combinaison. Des recherches dans ce sens accroîtraient la somme de nos connaissances, permettraient des perfectionnements et des économies.

CHAPITRE IX

PROPRIÉTÉS DES ISOLANTS COMPOSITES SOU MIS AUX HAUTES TENSIONS

Nous venons de voir que les lois fondamentales qui s'appliquent aux diélectriques, même les plus purs et les plus simples, ne sont pas clairement définies. Les isolants des circuits et des machines électriques sont de types différents et de combinaisons variées. Il est donc naturel qu'il soit difficile d'observer leurs caractères propres et impossible de leur appliquer des calculs aussi précis que cela pourrait se faire pour les autres éléments qui composent les systèmes et les machines électriques.

Dans les circuits de communication à longue distance, tels que les câbles télégraphiques et téléphoniques, l'absorption diélectrique entraîne la persistance des courants de charge, une atténuation croissante, des déformations dans les signaux et dans la parole et limite la vitesse de transmission. Il a donc été nécessaire d'étudier avec soin les propriétés fondamentales des diélectriques et de rechercher ceux qui possèdent une absorption et des pertes faibles. L'emploi, dans les câbles sous-marins, de la gutta percha, qui est d'une étude facile, en est un exemple.

C'est dans le cas des isolants employés dans les appareils à haute tension qu'on rencontre de grandes difficultés. De tels isolants, qui ont toujours une épaisseur limitée, sont soumis à une tension électrique considérable. Les pertes diélectriques développent de la chaleur interne qui augmente la température. Celle-ci limite les valeurs du courant, elle détermine des points chauds et provoque la détérioration du matériel diélectrique, occasionnant éventuellement sa mise hors service. Ces inconvénients se remarquent surtout dans les isolants flexibles et fibreux employés dans les machines à haute tension, dans les transformateurs, et dans les câbles souterrains.

Dans les stations centrales d'électricité, on recherche beaucoup les facteurs de puissances élevés pour la distribution et la transmission. Le facteur de puissance faible est tout autant demandé pour les isolants,

car plus sa valeur est grande, plus les pertes intérieures sont grandes, plus la température est élevée, plus la valeur du courant doit être petite, plus est courte la durée de l'isolant. Le terme « facteur de puissance » dans ce cas désigne une certaine propriété de la substance, et comme tel prend une signification et un caractère différents de ceux qui lui ont été attribués précédemment.

SIEMENS en 1864, par ses observations sur l'échauffement des condensateurs avait le premier attiré l'attention sur les angles de pertes diélectriques. Cette date marque une époque reculée dans l'histoire de la technique électrique et pendant les années qui suivirent, les pertes dans les diélectriques sous les tensions alternatives appelèrent l'attention des physiciens plutôt que celle des ingénieurs. C'est aussi à cette époque lointaine que la charge résiduelle, découverte dans la bouteille de LEYDE en 1746, n'intéressait encore que les physiciens. Cet intérêt porta ses premiers fruits dans les brillantes expériences de HOPKINSON sur le phénomène de l'absorption diélectrique. On ne se rend pas suffisamment compte du fait que, depuis l'époque de MAXWELL, quelques ingénieurs physiciens, tels que ROWLAND, HESS et d'autres ont reconnu que l'absorption diélectrique détermine nécessairement des pertes diélectriques alternatives, se traduisant par un angle de pertes diélectriques. Les ingénieurs s'intéressèrent à la valeur des angles de pertes diélectriques lors des premiers essais de transmission d'énergie électrique qui remontent aux premiers jours de l'année 1890, et pour l'emploi des câbles. Le problème de la limitation des angles de pertes diélectriques, dès alors clairement posé, n'est pas encore résolu. Il est clair que les applications dans lesquelles ce problème prend le plus d'importance sont les câbles pour haute tension et les condensateurs industriels, mais il est nécessaire d'en tenir constamment compte en ce qui concerne les isolants pour haute tension, et spécialement ceux qui sont composites et flexibles.

Bien que l'angle de pertes soit une caractéristique des diélectriques, bien que ceci ait été reconnu depuis longtemps et qu'il ait été apporté sur ce sujet d'abondantes observations expérimentales, on s'étonne que nos connaissances restent si vagues relativement aux valeurs correspondant aux substances diverses, et qu'on ait si peu fait pour expliquer et régler systématiquement les différents facteurs dont ces valeurs dépendent. Ceci est dû pour une grande part, à

l'existence de classes différentes de phénomènes dans les diélectriques, dont chacune détermine un angle de perte; et aussi il est probable que ces différentes causes sont influencées différemment par les variations de température, de fréquence et d'intensité électrique. Ce sont : 1° la conductibilité normale; 2° l'absorption diélectrique; 3° la conductibilité anormale; 4° l'humidité absorbée; 5° l'hystérèse diélectrique; 6° l'ionisation gazeuse.

Conductibilité normale. — Dans les théories originales de FARADAY et de MAXWELL, encore regardées comme fondamentales par les physiciens, malgré leur insuffisance notoire, les diélectriques sont traités comme des spécimens parfaits de leur catégorie, c'est-à-dire, comme ne possédant qu'un pouvoir inducteur spécifique. MAXWELL, cependant, reconnaît qu'un pareil diélectrique solide n'existe pas et il étudie longuement les propriétés de diélectriques possédant également de la conductibilité. Nous avons donc, dans la conductibilité, une cause fondamentale de l'existence des angles de pertes diélectriques. On suppose généralement que la conductibilité ne contribue que pour une portion négligeable aux pertes dans les diélectriques. Ceci est sans doute vrai pour la plupart des substances simples et pures, particulièrement à la température ordinaire.

Bien que la conductibilité du papier imprégné, tel qu'on l'emploie dans les câbles à haute tension, puisse augmenter de 40 fois entre 25° et 80°C, cette conductibilité, même à une température encore plus élevée, n'entre que pour une fraction de 1 pour cent seulement dans le total des pertes. Cette condition s'applique à du papier bien séché dans le vide avant l'imprégnation. La présence de l'humidité dans le papier augmente considérablement la conductibilité. Il faut qu'il existe, néanmoins, une grande quantité d'humidité pour que la conductibilité mesurée arrive à représenter la perte totale sous tension alternative.

Humidité. — Beaucoup de substances isolantes, particulièrement celles qui sont poreuses ou fibreuses, absorbent directement l'humidité de l'air, et leur conductibilité en est grandement accrue. Dans beaucoup de cas, l'humidité est absorbée très rapidement et il est excessivement difficile de la faire disparaître par la suite. Il n'est donc pas possible de se rendre un compte exact de l'influence de l'humidité sur la conductibilité et le facteur de puissance. Nous connaissons néan-

moins quelques relations qualitatives et, sous ce rapport, la manière dont se comporte le papier des câbles à haute tension peut être prise comme exemple général. Un tel papier exposé à l'air libre peut absorber de 10 à 15 pour cent d'humidité en poids. Dans la pratique, on la chasse par chauffage sous compression d'air réduite. Nous avons étudié récemment les changements qui se produisent dans les propriétés électriques du papier de pulpe de bois par le procédé ordinaire de séchage. Dans ces expériences, nous avons employé des tubes de cuivre d'un diamètre de 2,54 cm et de 122 cm de longueur; 25 couches de papier d'une largeur de 2,54 cm étaient enroulées en spirale autour du tube de la même manière que pour la

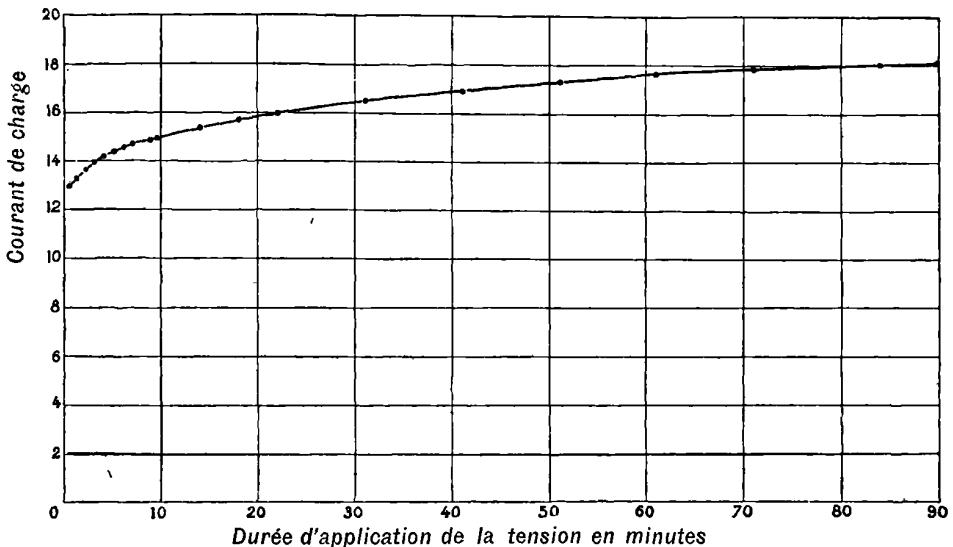


Fig. 43. — Courant de charge dans le papier contenant de l'humidité.

fabrication des câbles de haute tension. Une électrode en feuille de plomb était appliquée sur le papier, avec des électrodes protectrices de chaque côté. Moyennant des précautions particulières, il fut possible de relever la courbe représentant le courant en fonction du temps, jusqu'à des tensions continues de 1 500 V et à une température constante.

Le courant à travers l'isolant vers l'électrode d'essai à 110 V et à 20° C est représenté par la fig. 43. Le courant s'accroît continuellement pendant une heure et demie après la première application de la tension sans être encore devenu constant. Après avoir déchargé, puis chargé une seconde fois à la même température, la deuxième courbe

commence de façon brusque et approximativement à la valeur à laquelle la première courbe finit. On observe presque le même effet pour

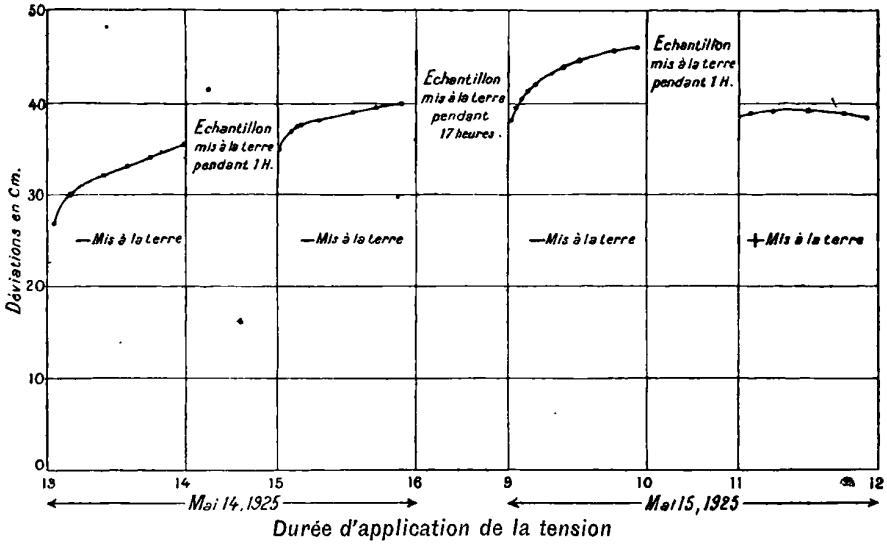


Fig. 44. — Périodes de charge successives avec le papier humide.

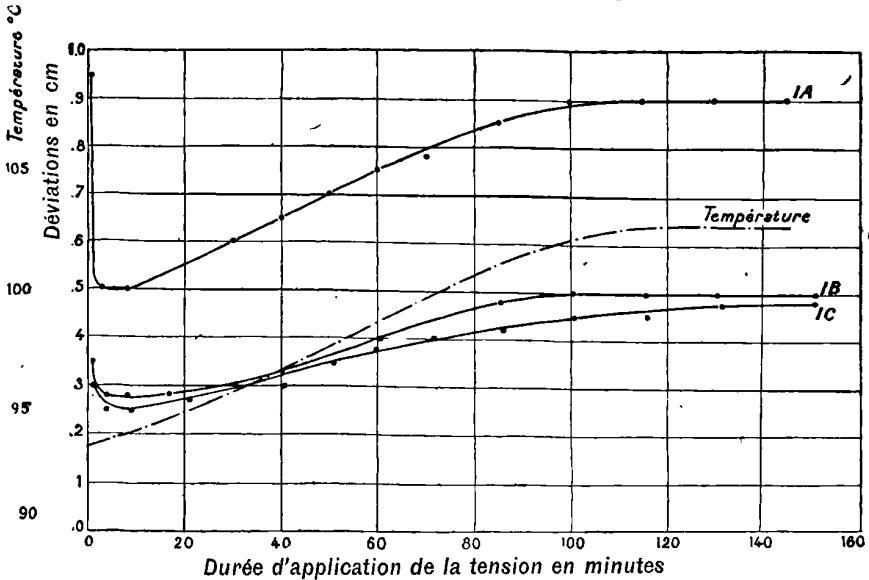


Fig. 45. — Influence de la température sur la conductibilité du papier pour câbles.

la période suivante de court-circuit et de charge. Après inversion de la polarité, le courant repart avec une valeur moindre et semble décroître lentement. La fig. 44 indique que l'application continue de

tension occasionne un accroissement progressif de conductibilité. Le papier montre clairement l'effet bien connu d'EVERSHED. Les trois exemples de ce groupe donnent approximativement des courbes de même forme, mais dont les ordonnées diffèrent. A cette température, (20° C) on n'observe qu'une très faible charge résiduelle, pour n'im-

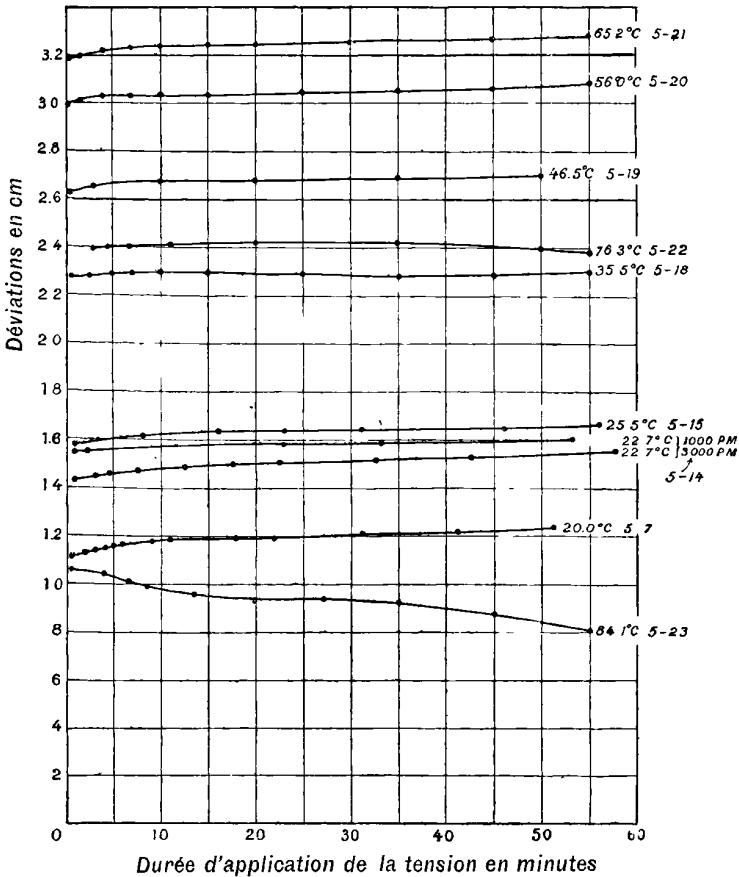


Fig. 46. — Influence de la température sur la conductibilité du papier pour câbles.

porte lequel des modèles d'essai, le galvanomètre indiquant 5 mm de déflexion à 30 secondes en décharge, que l'on peut comparer à la déviation correspondante de 40 cm en charge.

La température des tubes d'essai fut alors augmentée successivement de 10° en 10°C environ jusqu'à l'état stationnaire à chaque température. Les changements qui se produisent dans les caractères électriques suivent de près les changements de température.

Pendant la période de variation de température, il est très facile de suivre les variations du courant de charge (fig. 45). Jusqu'à 65° C, la valeur des courants augmente de façon rapide et continue, la courbe ayant une tendance à s'aplatir (fig. 46 et 47). La valeur de la charge résiduelle augmente également entre ces mêmes

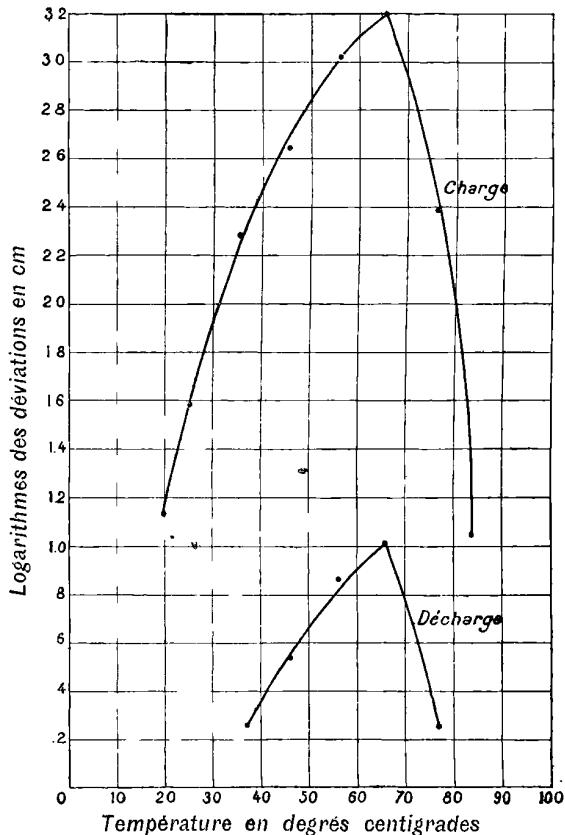


Fig. 47. — Influence de la température sur les courants de charge et de décharge dans le papier pour câbles.

intervalles, la déviation à 30 secondes atteignant 9,2 cm à 5°C. C'est peu encore, comparé au courant de charge dans l'intervalle correspondant et l'absorption n'est pas encore assez grande pour modifier la forme de courbe du courant de charge. Les modèles d'essai furent maintenus toute la nuit à 75° C. Nous trouvâmes alors que la courbe du courant de charge était presque plate et considérablement au-dessous de la courbe correspondant à 65° C. Par con-

séquent, aux environs de cette température, le temps agit comme facteur. Quelque part entre 65° et 70° C, la conductibilité du modèle s'arrête de croître et décroît (fig. 47). La courbe du courant de décharge est également plus basse, montrant ainsi qu'il existe une relation entre l'absorption et la quantité d'humidité. On constatera que

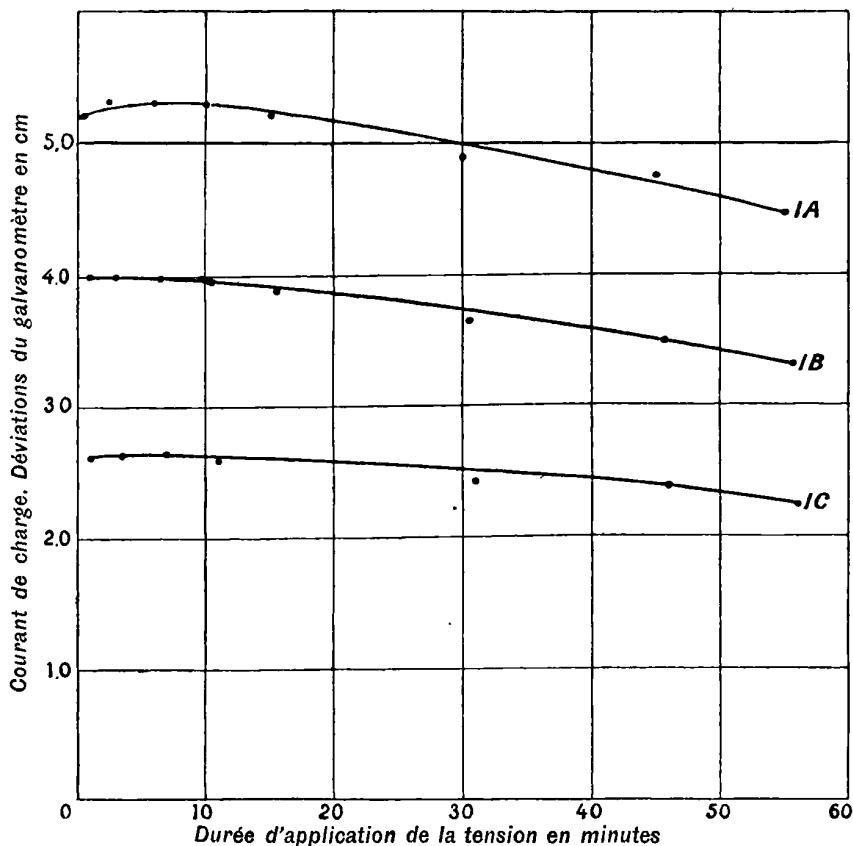


Fig. 48. — Conductibilité à 85° C du papier pour câbles.

l'absorption est négligeable en grandeur, par rapport à la conduction, jusqu'à 75° C.

A 85° C, les courbes de courant de charge se relèvent légèrement au début pour retomber ensuite (fig. 48). Les courbes sont encore tout à fait plates, mais la décroissance, quoique lente, semble indiquer que l'absorption commence à jouer son rôle dans la forme de la courbe. Après maintien toute la nuit à 90°C, la montée initiale de la courbe du courant de charge s'arrête et elle est remplacée par une courbe d'absorption caractéristique. Dans ces conditions, néanmoins,

le papier est encore extrêmement sensible aux changements de température. Par exemple, en commençant à 94° C, la portion initiale de la courbe d'absorption apparaît déjà, mais, à mesure que la température approche de 103° C, après une période de deux heures et trente minutes, on voit (fig. 45), le courant s'accroître et devenir stationnaire en même temps que la température. Pour des températures au-dessus de 104° C, les courbes sont toutes du type caractéristique d'absorption (fig. 49) et leur forme se modifie peu jusqu'à 125° C. L'absorption et la conductibilité finale continuent à décroître dans cet intervalle, ce qui permet de penser que, l'humidité est continuellement chassée. Au-dessus de 85° C, les mesures furent faites en courant continu sous 500, 1 200 et 1 500 V. Dans chaque cas les

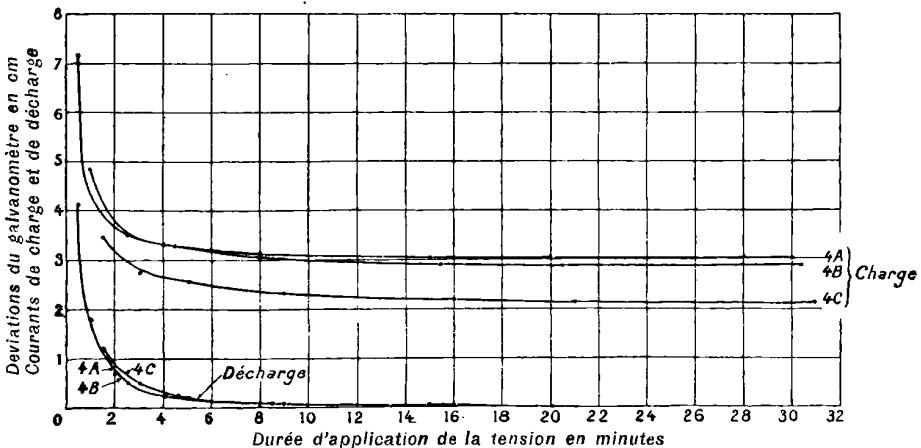


Fig. 49. — Absorption dans le papier pour câbles à 110° C.

déviations du galvanomètre furent proportionnelles à la tension et la forme de toutes les courbes resta la même.

On peut tirer de ces études la conclusion générale que le papier contient une grande quantité d'humidité qui peut être rapidement chassée à partir de 75° C. Jusque là, sa conductibilité dissimule les propriétés diélectriques ordinaires. A 105° C, le papier semble atteindre un état défini. Il apparaît comme un diélectrique possédant une absorption marquée, mais une résistivité élevée. Lorsque la température s'élève encore, une plus grande quantité d'humidité s'évapore, d'où une amélioration des propriétés diélectriques, quoique les changements ne soient ni aussi marqués, ni aussi rapides qu'au début. Les propriétés sont bien définies pour chaque température, bien qu'on

constate des différences de 50 à 100 pour cent parmi les divers modèles employés. Les courbes caractéristiques d'un groupe à la température de 110°,6C sont données fig. 49.

Avant imprégnation, les modèles d'essai furent maintenus à une température de 115°C dans la chambre de séchage jusqu'à ce qu'ils aient atteint l'état stationnaire au point de vue de l'absorption et de la conductibilité. Aussitôt après imprégnation à 115° C, on constate que les valeurs du courant d'absorption ont augmenté de 40 à 70 fois, selon la nature du modèle d'essai, bien que les positions relatives des 3 courbes des modèles de chaque groupe restent

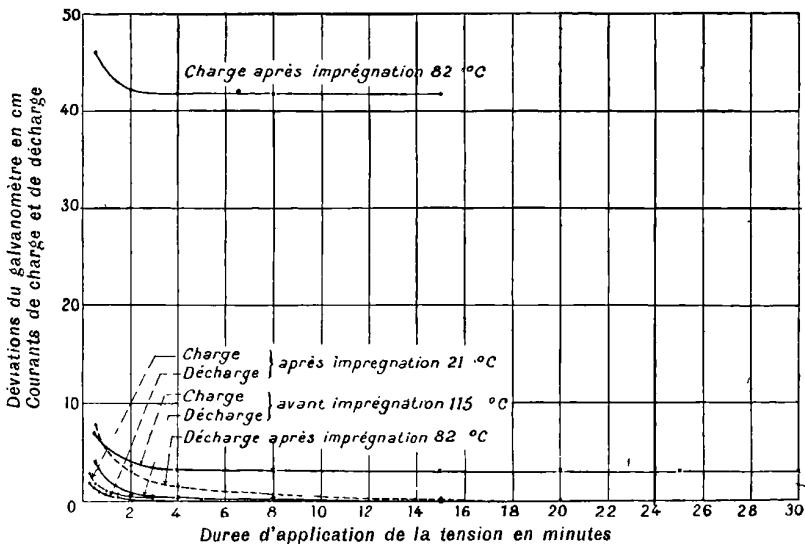


Fig. 50. — Courbes de charge et de décharge du papier pour câbles avant et après imprégnation.

à peu près les mêmes (fig. 50). Dans ce cas, l'accroissement du courant d'absorption après imprégnation est égal à environ 14. Ceci est dû à la basse température (82°C) à laquelle les mesures furent faites après imprégnation. Ces accroissements d'absorption et de conductivité s'atténuent lentement avec le temps, si le modèle d'essai est maintenu à haute température. Il y a aussi quelque probabilité que l'application de la tension alternative cause une réduction additionnelle. Les modèles d'essai paraissent atteindre l'équilibre après un ou deux jours d'épreuve. Ces changements posent un problème intéressant pour de futures recherches.

L'accroissement considérable du courant de charge après imprégnation.

tion est presque entièrement dû à l'accroissement de la conductibilité.

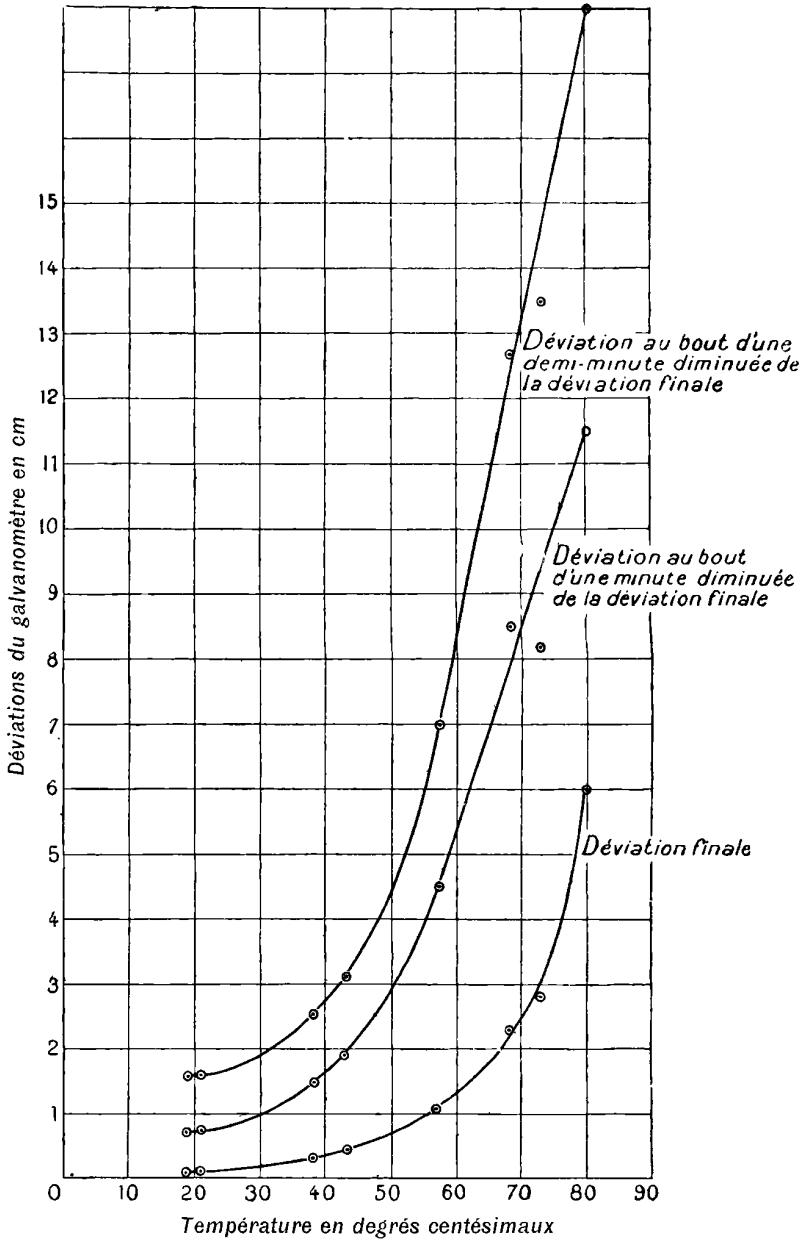


Fig. 51. — Accroissement de l'absorption et de la conductibilité finale avec l'accroissement de la température dans le papier imprégné.

Les fig. 51 et 52, font voir l'accroissement rapide après imprégnation, avec l'accroissement de la température, des déviations finales et de la

déviations après une minute donnée par le galvanomètre. Visiblement, les déviations finales sont proportionnelles au courant de conduction, et on voit que les déviations après une minute et une demi-minute augmentent sensiblement suivant le même taux. De plus, la charge résiduelle, comme l'indiquent les courbes de décharge, accuse une croissance relativement beaucoup moindre que le courant de conduction. Ceci est indiqué par la fig. 50 dans laquelle on voit que la courbe de décharge après imprégnation

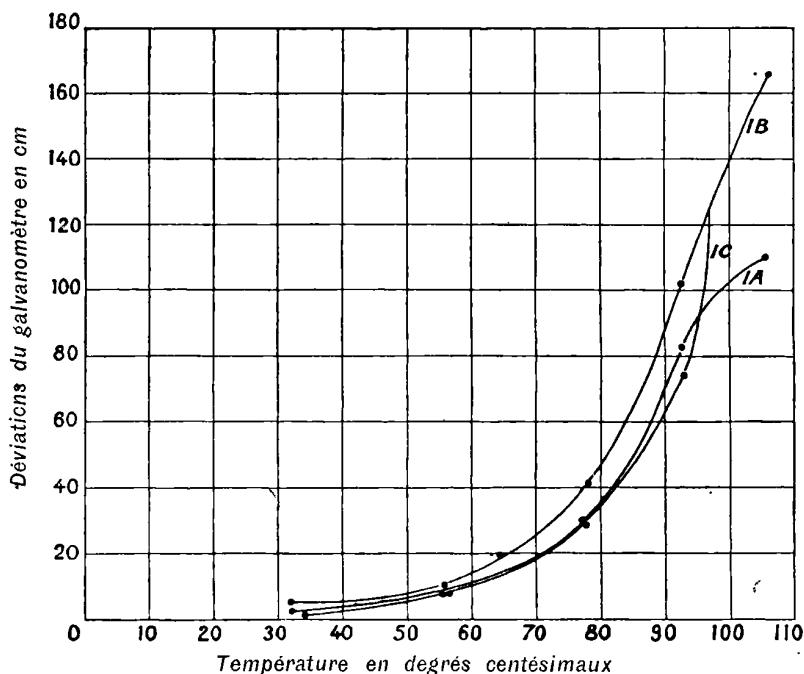


Fig. 52. — Accroissement de l'absorption et de la conductibilité finale avec l'accroissement de la température pour le papier imprégné.

et à 82°C, est située seulement un peu plus haut que la courbe à 21°C avant imprégnation. La fig. 53 indique, à des températures diverses, la différence entre les déviations prises à divers intervalles pendant la période de charge et la déviation stationnaire finale. Ces courbes montrent donc le courant total moins le courant de conduction, c'est-à-dire ce que nous appelons le courant anormal réversible. On peut voir que, exception faite de la courbe à 80°C, l'absorption augmente constamment avec la température. La fig. 53 permet de comparer le courant anormal réversible de charge au cou-

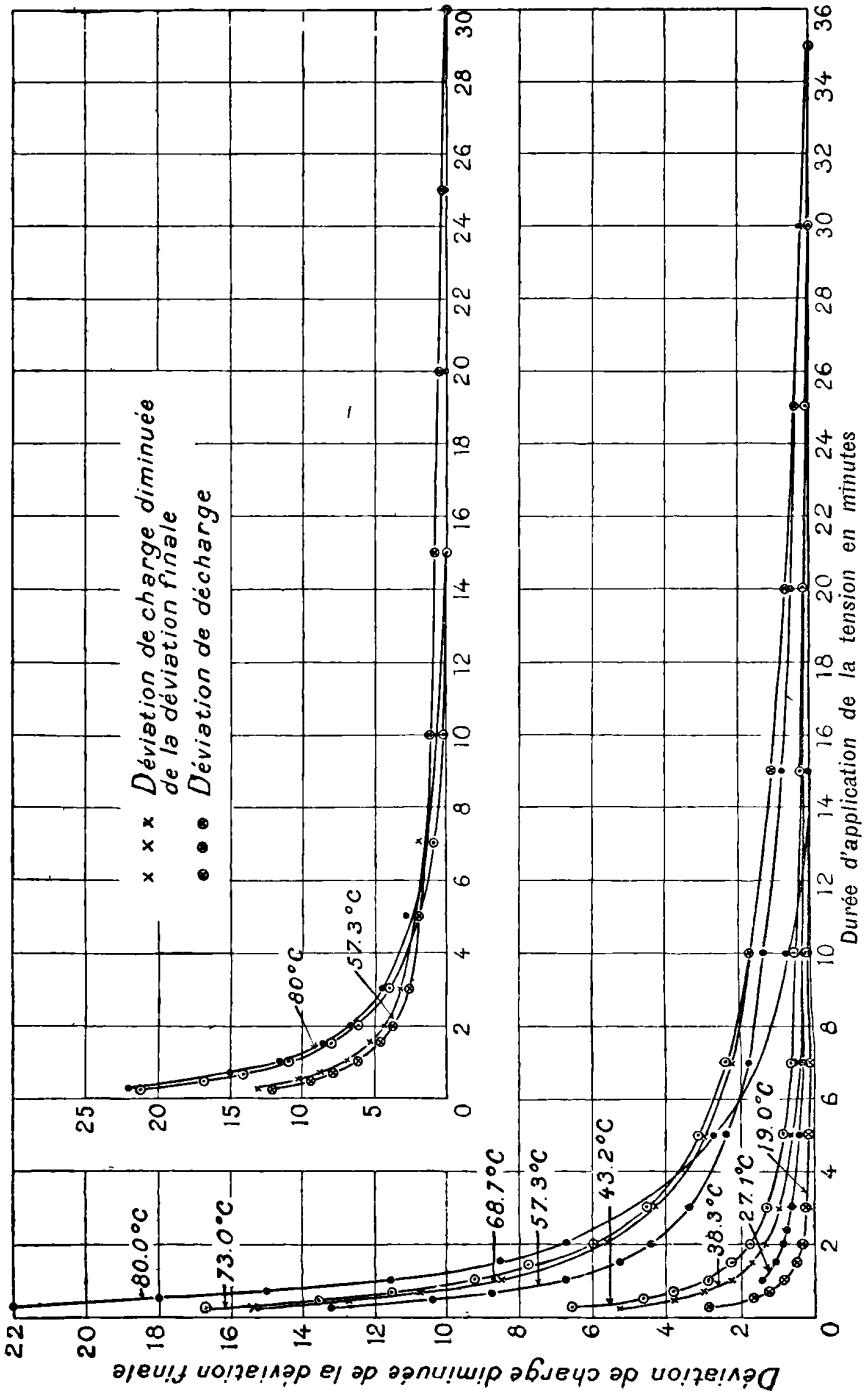


Fig. 53. — Accroissement du courant de charge après imprégnation, dû à l'augmentation de la conductibilité due à la présence de la matière imprégnante.

rant de décharge, pour des températures de 30° et 57°C. On voit que, pour chacune de ces températures, les deux courbes coïncident étroitement, ce qui indique encore une fois que l'accroissement considérable du courant de charge après imprégnation est dû à l'augmentation de la conductibilité causée par la présence de la matière imprégnante. De plus, cette conductibilité semble être uniforme, puisque cette portion de la courbe du courant de charge due à l'absorption est complètement réversible.

La conclusion à tirer de ces études est que l'influence de l'humidité sur l'angle de pertes dans les substances isolantes est très complexe. Les variations des propriétés électriques avec la tension et avec le temps, sous des tensions continues, peuvent aussi apparaître dans le cas de tensions alternatives. Tout accroissement de l'humidité absorbée signale aussitôt sa présence par une augmentation des angles de pertes. Comme conséquence, toutes les précautions sont prises dans la construction des appareils isolants, pour s'assurer d'une étanchéité parfaite. On peut affirmer, néanmoins, qu'il est bien rarement possible d'éliminer complètement l'humidité et que les valeurs observées pour les angles de pertes et les pertes, sont toujours accrues quelque peu par l'humidité résiduelle.

Nous constatons, de plus, que la conductibilité du papier pour câbles est grandement accrue par l'imprégnation. Il se manifeste aussi un accroissement correspondant de l'absorption diélectrique. L'accroissement de conductibilité diminue rapidement avec la température et, à 20°C elle s'approche de celle du papier non imprégné. La conductibilité ainsi introduite par la matière d'imprégnation, semble avoir un caractère constant à toute température et posséder le caractère irréversible souvent observé dans les diélectriques liquides.

Absorption diélectrique. — Il est possible que la plus importante des causes produisant l'angle de pertes diélectriques soit l'absorption diélectrique, qui se manifeste par le courant qui suit la mise en charge et par la charge résiduelle. Il est clair que si, après avoir appliqué une tension continue, le courant continue à s'écouler pendant un certain temps dans ou à travers le diélectrique, sous une tension alternative, il existera une composante de courant en phase avec la tension, ce qui entraîne nécessairement un angle de pertes défini. Les diélectri-

ques absorbants ont, en effet, après une courte application de la tension, une conductibilité apparente, qui s'accroît considérablement. Dans les courts-circuits, une charge continue à s'écouler longtemps après que la charge électrostatique a disparu et, si on inverse la ten-

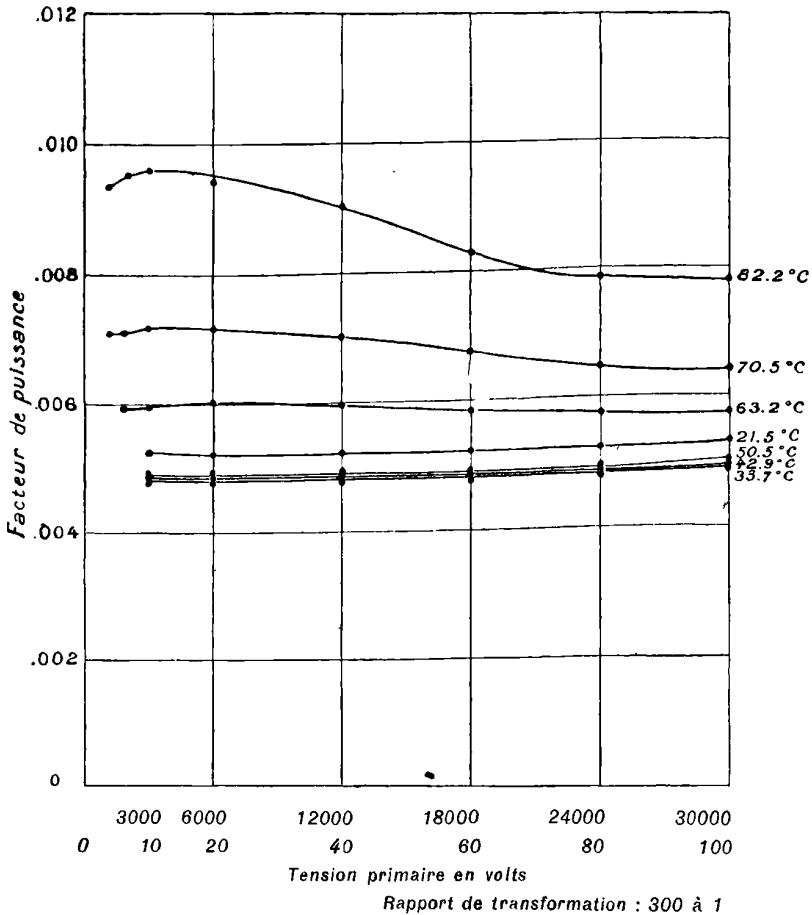


Fig. 54. — Relations entre la tension alternative et le facteur de puissance à différentes températures pour le papier imprégné.

sion, la grande conductibilité initiale réapparaît. Ainsi, pour les changements rapides de sens du courant alternatif, le diélectrique se comporte comme si cette conductibilité accrue existait toujours.

L'absorption a lieu généralement toutes les fois qu'un diélectrique est composé de deux ou de plusieurs substances différentes. De plus, il semble qu'une très petite quantité de substances étrangères entraîne

une absorption importante. C'est ainsi qu'on attribue aux impuretés l'absorption observée dans des substances simples supposées pures. C'est là un point obscur de nos connaissances si imparfaites sur l'absorption diélectrique. On prête peu d'attention à son observation et

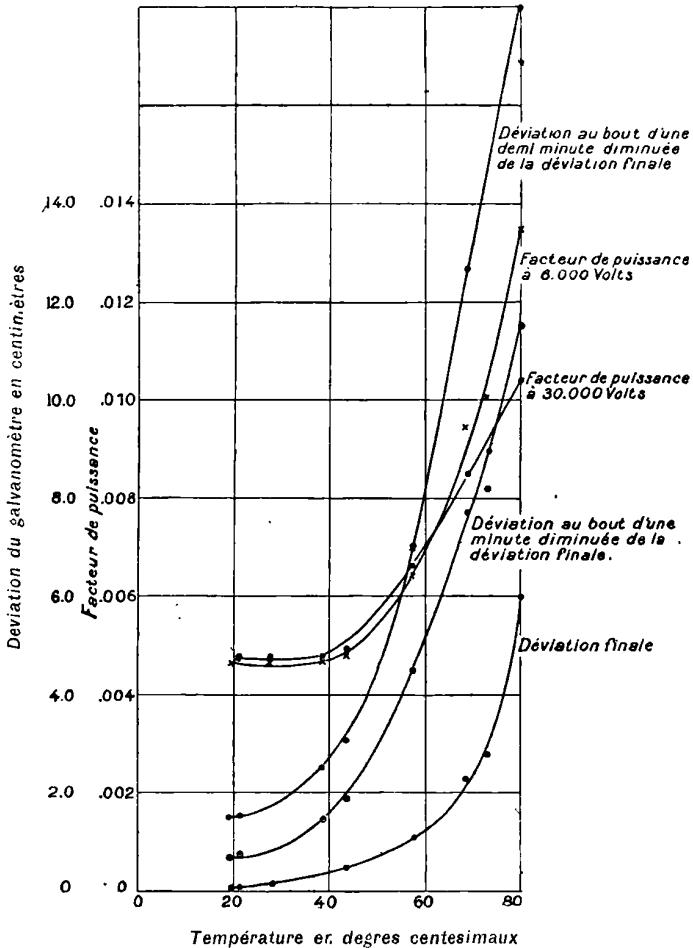


Fig. 55 — Variation du facteur de puissance et de l'absorption diélectrique avec la température dans le papier imprégné.

à la façon dont se comportent les diverses substances diélectriques seules ou en combinaison. Le fait que quelques diélectriques composites possèdent des valeurs faibles de l'angle de pertes et de l'absorption est une preuve de l'importance de semblables recherches. Ces substances sont apparemment en petit nombre et on

n'arrive à découvrir leurs propriétés que par des moyens de fortune et en prenant de grandes précautions. Néanmoins, il n'y a aucune raison pour que des recherches suivies sur les substances composites ne nous amènent pas à des diélectriques possédant des angles de pertes très faibles, ainsi que d'autres propriétés mécaniques et thermiques très désirables.

Les modèles qui avaient servi aux expériences sur l'influence de l'humidité dans le papier imprégné, comme il a été dit plus haut, fu-

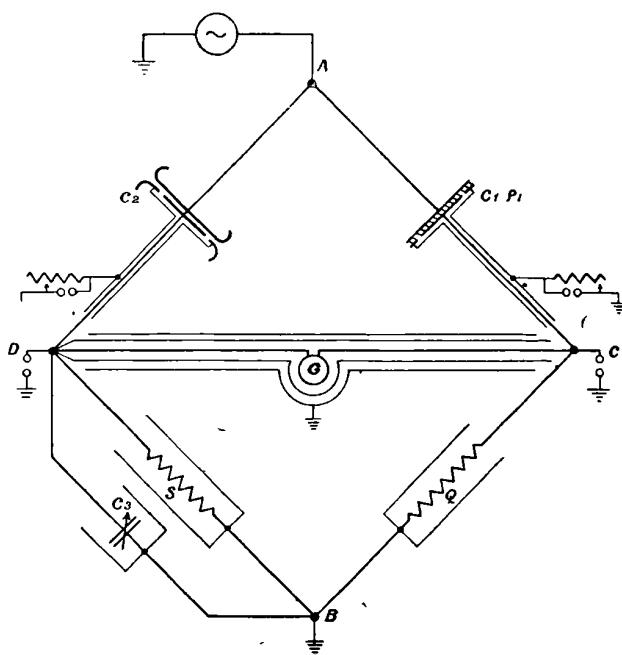


Fig. 56. -- Pont de Shering avec système d'écran électrostatique.

rent également étudiés au point de vue de leur manière de se comporter sous tension alternative. A des températures comprises entre 25° et 80°C, le facteur de puissance ou angle de pertes fut mesuré sous différentes tensions. La fig. 50 montre une courbe d'absorption caractéristique prise sous tension continue de 1 500 V, après que l'échantillon eut été séché par la chaleur, rendu étanche et ensuite imprégné. La fig. 54 fait voir les courbes du facteur de puissance en fonction de la tension alternative à différentes températures et la fig. 55 les varia-

tions du facteur de puissance et de l'absorption diélectrique avec la température.

Ces courbes, en particulier celles de la fig. 55, font voir de manière frappante les relations étroites qui existent entre le facteur de puissance et l'absorption diélectrique. Cela fait aussitôt penser qu'il doit être possible de déterminer d'avance et de vérifier les propriétés des isolants aux hautes tensions en les étudiant indépendamment de l'absorption électrique sous un potentiel continu.

Les mesures dont nous avons parlé furent faites au moyen d'un pont de Shering comme l'indique la fig. 56. C'est une méthode bien connue, mais nous croyons que le système d'écran électrostatique que nous indiquons présente un intérêt particulier. Dans notre expérience finale, nous avons pu exprimer le facteur de puissance au moyen de deux chiffres significatifs avec cinq décimales entre les valeurs 0,00400 et 0,0070. Pour atteindre cette extrême précision, nous avons trouvé que l'emploi des écrans indiqués était absolument nécessaire.

Conduction anormale. — Presque tous les diélectriques liquides possèdent de la conductibilité. De plus, cette conductibilité varie généralement avec le temps et la tension. Sous tension continue, le courant résultant décroît et s'approche d'une valeur constante. Si on accroît la tension, les valeurs constantes finales s'écartent généralement de la loi d'ohm. De nombreux essais ont été tentés pour coordonner les résultats obtenus en étudiant cette propriété, mais sans grand succès. Cette conductibilité est sans doute de caractère ionique et, dans certains cas, suit les lois connues de la conductibilité ionique des gaz. On a pu calculer les valeurs relatives de la mobilité des ions positifs et négatifs pour des substances spéciales, mais en général les résultats de l'expérience sont loin d'avoir un caractère défini et on en attribue la cause à la présence de groupements d'ions et de molécules de grandeurs différentes. Des phénomènes de ce genre semblent spécialement dus à la présence de petites quantités d'impuretés, à des traces d'eau, etc.

On sait que la dissociation électrolytique et la conductibilité qui en résulte se manifestent dans les substances isolantes complexes. Le verre en est un exemple remarquable. Les composants métalliques de certaines sortes de verre peuvent être séparés sous une tension continue et se déposent aux électrodes. Nous avons là un exemple de matière iso-

lante solide dans laquelle nous constatons, sans doute possible, que les ions électrolytiques se transportent d'un électrode à l'autre en la traversant.

En ce qui concerne l'influence de ces deux genres de conductibilité sur les angles de pertes des isolants du commerce, on peut dire que nous savons peu de chose. Il semblerait que la présence du premier genre soit très possible et il est probablement vrai que les conductibilités résiduelles des diélectriques composites fabriqués au début avec des mélanges liquides, soient dues aux mouvements d'ions du même type que l'on rencontre généralement dans les liquides.

Hystérèse. — Depuis l'époque de SIEMENS, qui le premier, constata l'échauffement du papier imprégné sous les tensions alternatives, on attribue généralement les pertes dans les diélectriques à un certain genre de friction moléculaire qui semble être produit par des causes semblables à celles qui déterminent l'hystérèse magnétique. De nombreuses différences entre les deux phénomènes, indiquent qu'ils ont un caractère essentiellement différent; il n'est donc pas correct de se servir du terme hystérèse pour les diélectriques. Il existe beaucoup d'autres facteurs, comme nous l'avons dit plus haut, qui suffisent à désigner tous les genres de pertes que l'on a pu observer. Il est en effet possible que, en plus de ces causes de pertes bien reconnues, il puisse exister quelque genre de pertes résiduelles apparaissant par suite de l'orientation ou de la déformation des molécules ou des atomes. En effet, on a souvent prétendu que le phénomène d'absorption lui-même apparaît par suite de déformations causées par des frictions ou par des mouvements d'électrons à l'intérieur de l'atome même. En rendant à ces considérations tout l'hommage qui leur est dû, on peut cependant dire que la nature des pertes dans les diélectriques ne peut pas être définie par le sens qu'on accorde généralement au terme d'hystérèse.

Ionisation gazeuse. — Un certain nombre d'isolants sont constitués de substances composites en couches superposées. Des exemples remarquables nous sont fournis par les isolants employés dans les machines électromagnétiques et dans de nombreux types de câbles souterrains pour haute tension. Pendant la manipulation et la mise en service de ces isolants, il est inévitable qu'une certaine quantité d'air soit emmagasinée et qu'il soit impossible de la chasser complètement, soit d'abord par dessiccation, soit ensuite par imprégnation sous pression. L'air se

désagrège électriquement sous l'influence du phénomène connu sous le nom d'*ionisation*. Nous savons aussi que, dans quelque cas, les composants des substances imprégnées se désagrègent sous la tension électrique, donnant naissance à des gaz et élargissant les vides intérieurs. Ces gaz sont aussi capables de s'ioniser. Cette ionisation gazeuse produit généralement de l'oxygène très actif et de l'ozone. Non seulement le gaz ionisé est bon conducteur, mais les produits de l'ionisation attaquent les substances environnantes, les rendant ainsi elles-mêmes conductrices.

Les induits à barre à haute tension posent le problème le plus important de l'isolement des machines. C'est le point faible de la machine et c'est leur mauvais fonctionnement qui occasionne le plus de désastres et de dépenses. Si on considère les valeurs exceptionnellement élevées de chute de tension sous lesquelles travaille ce type d'isolant, sa forme laminée et la forme d'une bobine de turboalternateur ordinaire, on reconnaît que tout concourt à favoriser des pertes diélectriques très fortes, y compris celles dues à la désagrégation des couches d'air situées entre les couches des isolants solides.

L'isolant des induits à haute tension est constitué souvent de couches de mica ou de matière flexible, comme le papier imprégné ou la toile vernissée dite cambric employés en rubans. Le mica sert à deux fins. Il réduit la conductibilité des isolants et par conséquent les pertes diélectriques et, de plus, il résiste à la chaleur et conserve ses propriétés isolantes très au delà de la température à laquelle les machines sont soumises.

Dans des expériences récentes, on employa 15 échantillons d'induits à barres en cinq groupes de trois barres chacun. Les trois barres dans chaque groupe étaient identiques de façon et d'assemblage. Les cinq groupes étaient construits de telle sorte que les quantités de mica augmentaient progressivement; des bandes de drap étaient disposées de manière à conserver la même épaisseur pour tous les modèles. Les pertes diélectriques sur chaque modèle furent mesurées pour des valeurs diverses d'intensité. Pour cela, on se servit d'un électromètre à quadrants avec le couplage en wattmètre bien connu. Toutes les mesures furent faites à la température atmosphérique.

TABLE I. — Influence de la compression de l'isolant sur les pertes dues à l'ionisation gazeuse intérieure.

Nos des barres	Pertes en watts				Diminution totale en centièmes	Courants de charge $\times 10^3$	
	Sans compression	Durée de la compression				avant	après
		Début	24 h.	48 h.			
46	0,549	0,544	0,533		2,95	1,4	1,41
47	0,586	0,522		0,517	11,8	1,43	1,47
48	0,494	0,479	0,462		6,5	1,41	1,44
49	2,00	1,35	1,25		37,5	1,40	1,58
50	1,95	1,30	1,30		33,3	1,57	1,77
51	0,92	0,88	0,88		5,4	1,58	1,62
52	0,687	0,502	0,502		27,0	0,98	1,05
53	2,14	1,6	1,53		28,5	1,5	1,66
54	1,9	1,4		1,37	27,9	1,55	1,65
55	3,13	2,31		2,11	32	1,66	1,9
56	3,32	2,43		2,26	32	1,71	1,93
57	4,31	3,29	3,03	8 jours	29,7	1,73	2,1
58	4,03	4,05		3,88	3,75	2,24	2,52
59	2,8	2,85	2,9	(72 h.)	3,5 aug.	2,00	2,16
60	3,96	3,82	3,4		14,2	2,11	2,36

Les lectures au bout de 24 et de 48 h. ont été corrigées pour tenir compte des différences de température.

Une nouvelle série d'observations semblables furent faites dans lesquelles les isolants de chaque modèle étaient comprimés au moyen de serre-joints. On cherchait ainsi à expulser autant que possible l'air, à en enfermer les couches et à réduire l'ionisation gazeuse intérieure. Le tableau I donne un résumé des résultats obtenus. Les barres par groupes de trois sont indiquées en ordre décroissant par rapport au volume de mica qu'elles contiennent. La deuxième colonne indique les pertes sous tension normale à la température atmosphérique. Les trois colonnes suivantes donnent les valeurs des pertes après compres-

sion de l'isolant. La sixième colonne donne le pourcentage de la diminution des pertes résultant de la compression. Les deux dernières colonnes montrent que le courant de charge du modèle est accru dans chaque cas par la compression. Les variations des pertes diélectriques

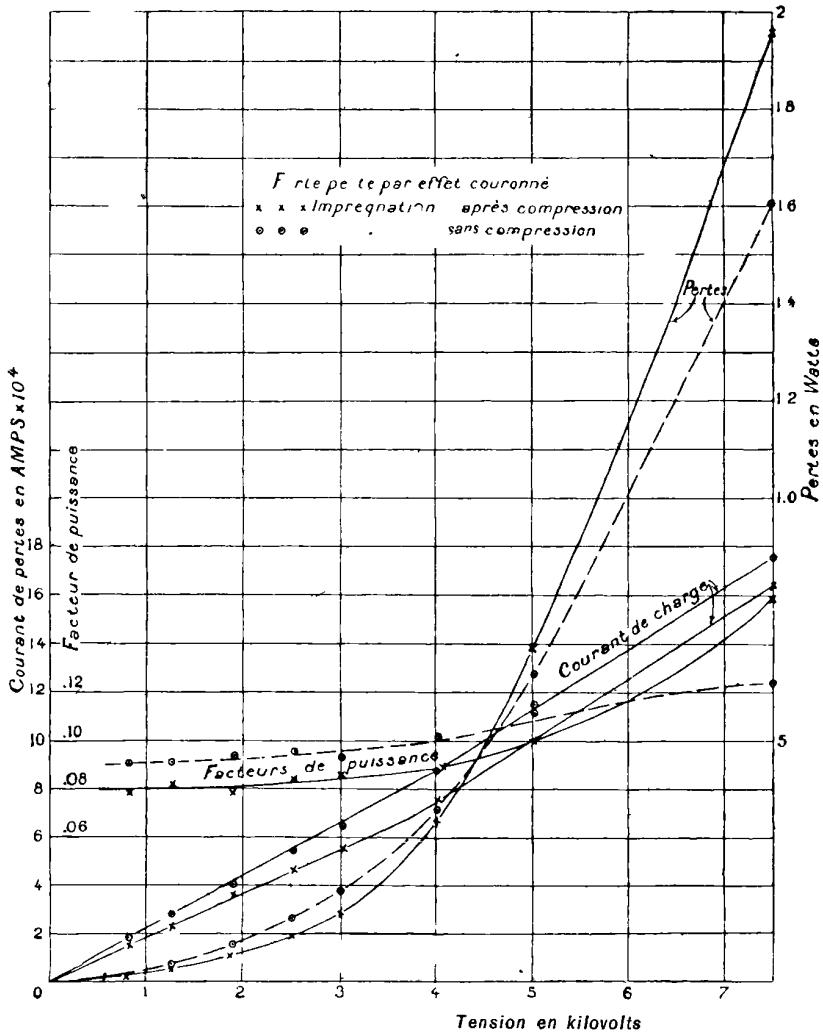


Fig. 57. — Relation entre la perte diélectrique et l'intensité du champ électrique. Papier et mica.

avec la tension sont données dans les fig. 57 et 58. Les résultats sont donnés en valeurs observées dans la fig. 57 et en coordonnées logarithmiques dans la fig. 58. D'après ces expériences et d'autres du même genre, on trouve que les pertes diélectriques pour ce type d'iso-

lants augmentent comme le carré de la tension pour les plus petits intervalles, c'est-à-dire, jusqu'à un gradient de 16 000 V/cm. Au delà de cette valeur, la perte augmente aussi directement comme un exposant de la tension, mais cet exposant est plus grand que 2 pour un

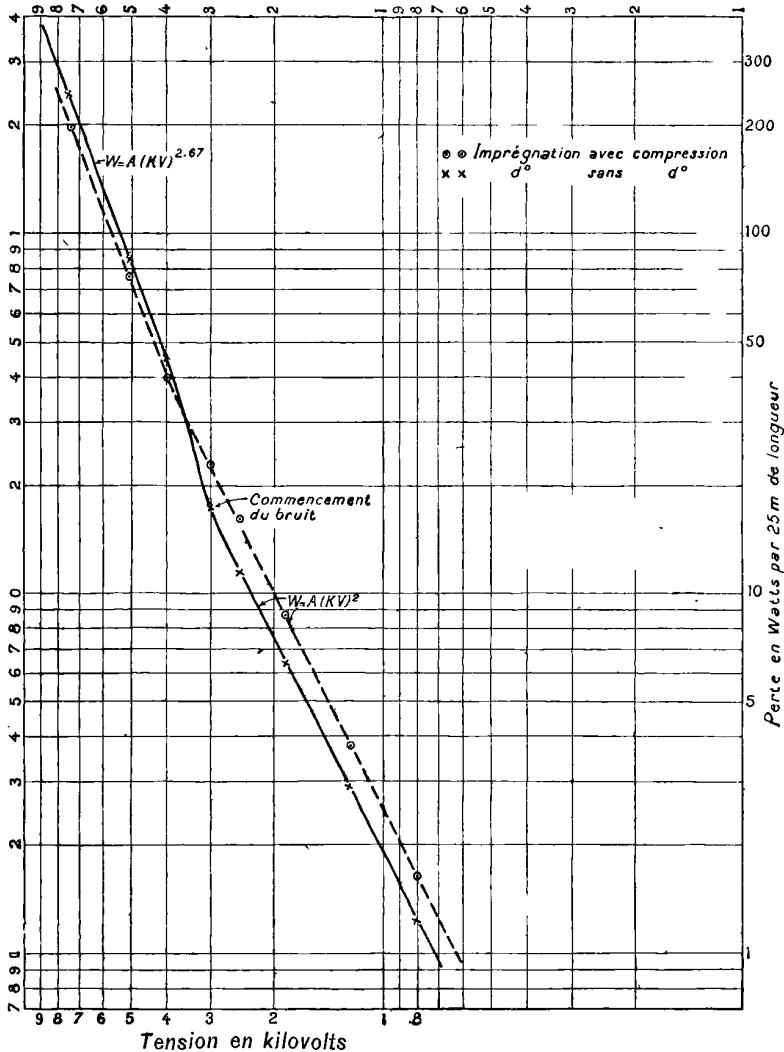


Fig. 58. — Relation entre la perte diélectrique et l'intensité du champ électrique. Papier et mica.

isolant soigneusement constitué de mica et de papier. L'exposant pour cette portion limitée peut descendre jusqu'à 2,15. Pour des barres munies d'une plus grande épaisseur de mica, bien séchées et tenues sous l'influence de la température, l'exposant peut atteindre la valeur

4,4. La valeur pour la série complète des échantillons oscille entre 2,15 et 2,6 avec une valeur moyenne de 2,3. Un exemple typique du changement d'exposant avec le gradient est donné fig. 58. La ligne pleine montre la relation en coordonnées logarithmiques, entre la tension et la perte, avant compression de la barre. La ligne brisée donne les résultats après compression. On remarquera que le résultat de la compression est l'augmentation des pertes pour les tensions inférieures à 3,5 kV et leur diminution pour les tensions supérieures.

L'accroissement des pertes au-dessus de 16 000 V/cm est dû principalement à l'ionisation gazeuse dans les espaces où l'air est enfermé.

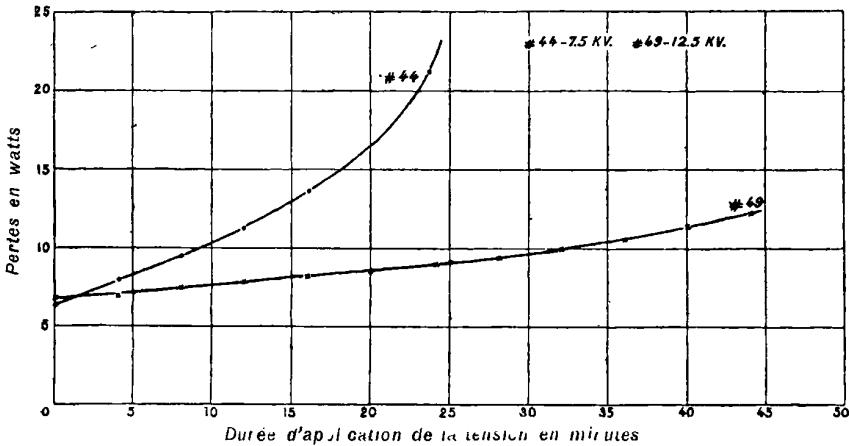


Fig 59. — Accroissement des pertes avec le temps dû à l'accroissement de la température.

On s'en aperçoit au bruit que font les gaz au début en se désagrégant à l'intérieur, en même temps que les pertes augmentent et aussi à la décroissance de ces deux phénomènes lorsqu'on comprime les isolants. Dans l'état de compression, les courbes de pertes montrent un accroissement de pertes au-dessous de 16 000 V/cm et une décroissance pour des tensions supérieures. Bien que les pertes soient moindres pour une tension plus grande, le courant de charge augmente en même temps. Aux tensions plus basses, la compression augmente les chutes de tension et les pertes. Aux tensions plus élevées, la compression diminue également les pertes dues à l'ionisation gazeuse et cette diminution est plus grande que l'augmentation de la perte diélectrique dans les isolants solides. Le courant de charge est peu affecté par le changement de pertes à cause du faible facteur de puissance, et montre un accroissement uniforme entre les limites

extrêmes de tension lorsque l'isolant est soumis à la compression. Ces conclusions sont clairement indiquées dans les fig. 59 et 60. La fig. 59 montre l'accroissement graduel des pertes avec le temps dans deux échantillons, pour une tension double; l'un des échantillons ne contient pas de mica et le second n'en contient que 80 pour cent environ de la quantité normale. La fig. 60 indique la relation qui existe entre les pertes et la température pour trois barres contenant trois proportions différentes de mica. Ces courbes indiquent clairement les limites de durée de ce type d'isolant en fonction de la température.

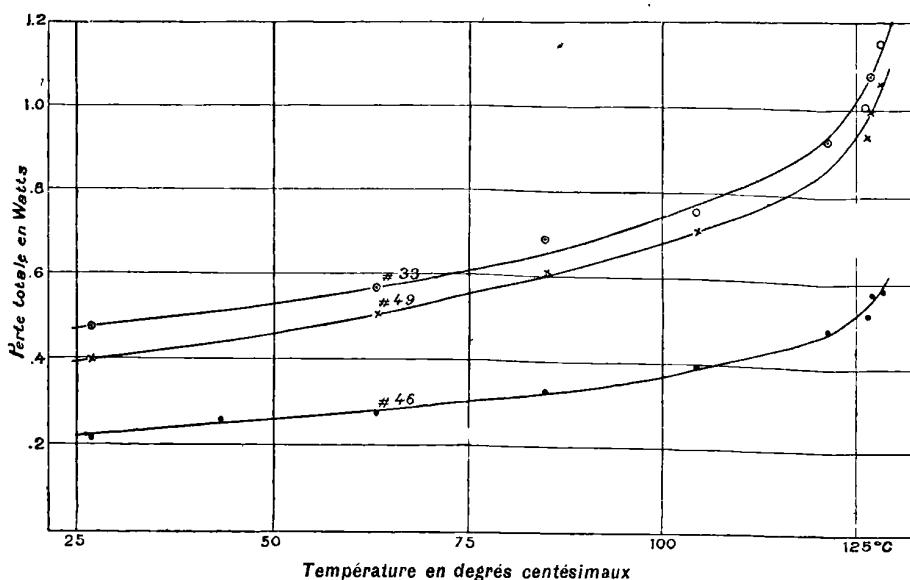


Fig. 60. — Accroissement des pertes dû à l'accroissement de la température.

Elles montrent aussi que les défauts de ces isolants sont dues en grande partie à une augmentation des pertes intérieures, ce qui provoque une élévation de température, laquelle à son tour augmente encore les pertes et ainsi de suite jusqu'à rupture finale.

L'ionisation gazeuse interne apparaît aussi dans les câbles souterrains sous papier imprégné, lorsque l'imprégnation est incomplète et lorsque la feuille de plomb ne fait pas complètement corps avec le papier isolant. La fig. 61 montre par quelques courbes le rapport de la tension au facteur de puissance se rapportant à nos modèles d'essai dont les électrodes extérieures furent soumises à un serrage plus ou moins fort.

On remarque, par conséquent, que ce genre de pertes n'est pas nécessairement inhérent à la substance elle-même, mais peut être le résultat d'une mauvaise méthode d'assemblage et d'emploi. Il est probable cependant que, même pour une tension plus petite, on rencontre jusqu'à un certain point ce genre de pertes dans tous les iso-

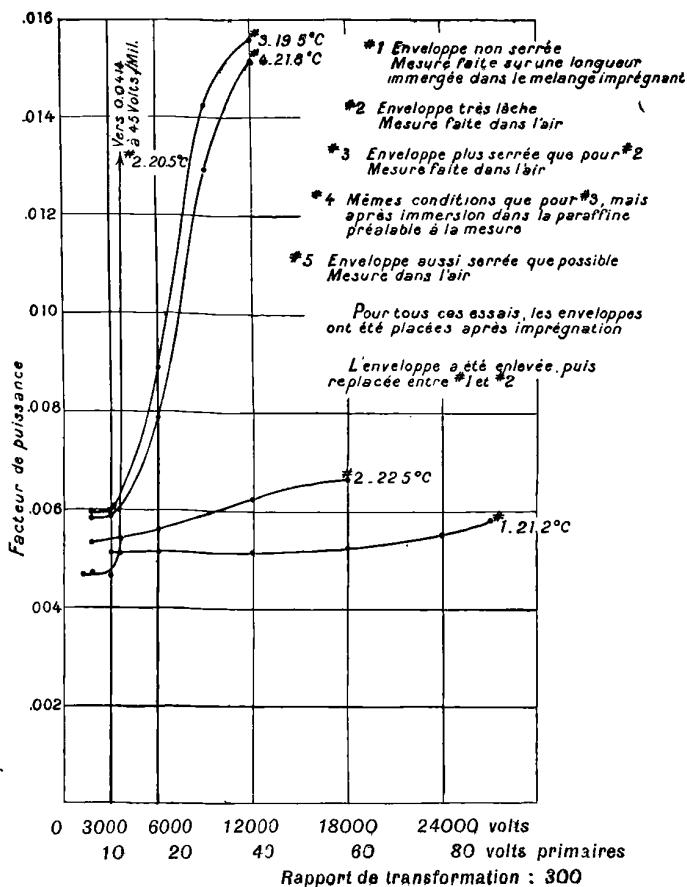


Fig. 61. — Pertes dues à l'ionisation gazeuse intérieure.

lants appartenant à la classe sus-mentionnée. Par exemple, des catalogues de types câbles sont accompagnés d'une clause indiquant les résultats d'épreuves d'augmentation du facteur de puissance due à cette cause, avec les valeurs limites correspondantes, ce qui indique bien que cette cause existe. Les courbes de facteurs de puissance de ce type d'isolants montrent une augmentation marquée seulement au-dessus d'une certaine valeur de la con-

trainte et on attribue, probablement avec raison, cette augmentation à ce genre d'ionisation.

On ne peut trop insister, néanmoins, sur ce fait que l'ionisation interne est une cause sérieuse de désagrégation de la structure des isolants composites, et que si on emploie ce genre d'isolant sous une tension de service supérieure à celle produisant l'ionisation, la durée de l'isolant ne doit se compter qu'en mois ou même en jours.

Si on veut bien se rappeler les causes variées déterminant l'apparition des angles de pertes dans les diélectriques, il ne faut pas s'étonner si l'on obtient des résultats contradictoires lorsqu'on étudie les phénomènes sur un type donné dans des conditions variées. Parmi les diverses causes qui viennent d'être énumérées, on ne connaît bien que la conduction et l'absorption. Le genre de conductibilité inhérente aux métaux nous permet des calculs faciles des pertes. L'absorption diélectrique a été étudiée avec soin et on sait que, dans les isolants de constitution relativement simple, l'absorption est l'origine de la plus grande partie des pertes. Il existe plusieurs manières d'expliquer les anomalies souvent signalées, en s'appuyant sur les lois incertaines qui régissent les pertes d'autres natures. Nous ferons remarquer néanmoins, que ces phénomènes incertains semblent appartenir généralement à une classe dont on pourrait facilement tenir compte dans la préparation des substances et dans le montage des appareils. On peut se débarrasser presque entièrement de l'humidité, on peut réduire la conductibilité anormale et l'ionisation à des valeurs négligeables. En prenant de telles précautions, on peut donc étudier les diélectriques au seul point de vue de la conductibilité et de l'absorption. Nous avons vu que l'extension au cas alternatif de la théorie de MAXWELL sur l'absorption, tient compte des principales manifestations qui se révèlent dans les isolants composites. Par exemple, les pertes sont proportionnelles au carré de la tension et de la fréquence. De plus, on voit que les variations du facteur de puissance avec la fréquence passent par un maximum, qui peut correspondre à une valeur plus ou moins grande de la fréquence selon la nature de la substance. De plus, et pour les mêmes raisons, les variations de température entre les limites ordinaires peuvent être la cause d'un accroissement ou d'une décroissance brusques du facteur de puissance. Le fait que de semblables variations sont d'accord avec la théorie de

l'absorption reconnue comme la principale source des pertes, est extrêmement encourageant et nous fait faire un grand pas en avant.

En terminant cette brève discussion sur l'origine des angles de pertes dans les diélectriques, on peut faire remarquer qu'une valeur modérée d'angle de pertes et de facteur de puissance semble être une particularité nécessaire des isolants composites. D'autre part, il n'y a pas d'objection à ce qu'un angle de pertes existe pour un diélectrique donné, pourvu que cet angle reste constant. Si l'angle de pertes pour un diélectrique donné augmente avec la tension, il faut soigneusement en chercher la cause et les isolants ne doivent être alors soumis qu'à une tension inférieure à celle où, par suite de l'accroissement de la contrainte, les angles de pertes commencent à apparaître.

L'accroissement dû à la température est plus difficile à contrôler, mais il y a des raisons de supposer que cet accroissement a une valeur définie pour chaque cas particulier et qu'il est possible, par conséquent de le contrôler. Si toutes ces raisons sont correctes, on peut espérer qu'un programme de recherches expérimentales peut être convenablement établi pour pouvoir donner au calcul des isolants une base technique comparable à celle qui existe déjà pour les autres éléments des circuits et des machines électriques.

DIÉLECTRIQUES ET ISOLANTS

BIBLIOGRAPHIE PAR SUJET *

I. — Premières recherches et commentaires généraux.

1. Cavendish H. (date de l'article inconnue. Rassemblé et publié avec d'autres par J. C. MAXWELL sous le titre. *Scientific Papers of Cavendish*. Vol. I. Cambridge, 1921. Article intitulé : « Experiments on Coated Plates ».
2. Poisson, S. D., *Mém. de l'acad. Franc.*, 5 et 6, 1891 et 1823.
3. Faraday, M., *Experimental Researches*, Series XI, London, 1839.
4. Maxwell, J. C., *Phil. Trans.*, 155 : 459, 1865.
5. Helmholtz, H. von, *Crelles J.*, 72, 57, 1870 ; *Ges. Abb.* 545, 1870.
6. Clausius, R., *Mechanische Warmetheorie*, 2 : 64, (2, Aufl. 1879).
7. Hertz, H., *Ausbreitung der Elektrischen Kraft* 203 ; *Ann. der Physik*, 40 : 577, 1890.
8. Wiedemann, G., *Elektrizität*, 2 : 1, 1894.
9. Lampa, A., *Wien. Ber.*, 104 ; IIa, 681, 1895 ; *ibid.* 111, IIa, 982, 1902.
10. Wiener, O., *Phys. Ztschr.*, 5 : 332, 1904.
11. Winkelmann, B., *Handb. der Phys.* 4, 1905.
12. von Geissen, A., *Diss. Strasburg*, 1905 (Bibl. 30, 40, 1906).
13. Wiener, O., *Leipz. Ber.*, 61 : 113, 1909 ; 62 : 256, 1910.
14. Kroo, *Phys. Ztschr.*, 13 : 246, 1912.
15. Debye, P., *Phys. Ztschr.*, 13 : 97, 1912 ; 13 : 295, 1912.
16. Schrödinger, E. *Wien. Ber.*, IIa, 21 : 1907, 1912.
17. Graetz, L., *Handbuch d. Elek. u. Mag.*, I, 239, 1918.
18. Bouasse, H., *Cours. de Magnetisme et d'Electricite*, Paris, Pt. 3, 1921.
19. — Shering, H., *Die Isolierstoffe der Elektrotechnik*, 1924.

II a) Courant d'absorption irréversible.

On l'observe principalement dans les liquides mais aussi parfois dans les solides composites comme le papier.

1. Hertz, H., *Wied. Ann.*, 20 : 279, 1883.
2. Quincke, G., *Wied. Ann.*, 28 : 529, 1886.
3. Koller, H., *Wien. Ber.*, 98 : 201, 1889
4. Hamburger, F., *Dissertation*, Leipzig, 1893.
5. Appleyard, R., *Phil. Mag.*, (5) 38 : 396, 1894.
6. Warburg, E., *Wied. Ann.*, 54 : 396, 1895.
7. Appleyard, R., *Phil. Mag.*, 42 : 148, 1896.
8. Naccari, A., *Nuovo Cim.* (4) 8 : 259, 1898.
9. von Schweidler, E., *Wien. Ber.*, 109 : 964, 1900. and *Ann. der Physik.*, (4) 4, 307 ; (4) 5 ; 483, 1901.
10. Gädeke, *Dissertation*, Heidelberg, 1901.
11. von Schweidler, E., *Wien. Ber.*, 113 : 881, 1904.
12. Appleyard, K., *Phil. Mag.*, (6) 10 : 485, 1905.

* Pour références supplémentaires consulter les bibliographies excellentes de E. H. Rayner, *Jour. I. E. E.*, 49, 53, 1912 et de D. M. Simons, *Trans. A. I. E. E.*, 41, 601, 1922.

13. De Villemontée, P. Goure, *Compt. Rend.*, 141 ; 179, 1905.
14. Przi Bram, K., *Physik. Ztschr.*, 6 : 276, 473, 1905 ; *Wien. Ber.*, 114 : 1461, 1906.
15. von Schweidler, E., *Wien. Ber.*, 116 : 1019, 1907 ; *Ann. der Physik.*, (4), 24 : 711, 1907
16. Schröder, J., *Ann. der Physik.*, (4), 29 : 125, 1909.
17. Jaffé, G., *Ann. der Physik.*, (4), 28 : 326, 1909.
18. Carvallo, J., *Compt. Rend.*, 151 : 717, 1910.
18. Malcés, L., *Compt. Rend.*, v. 150 : 1319, 1910.
19. Jaffé, G., *Ann. der Physik.*, (4) 36 : 25, 1911.
20. Van Der Bijl, H. J., *Ann. der Physik.*, (4), 39 : 170, 1912.
21. Branly, E., *Compt. Rend.*, 155 : 933, 1912.
22. Pungs, L., *Archiv. Elek.*, 1 : 329, 1912.
23. Evershed, S., *Jour. I. E. E.*, 52 : 51, 1913.
24. Tedeschi, B., *Archiv. f. Elektrotech.* 1 : 11, 497, 1913.
25. Evershed, S., *Electrician*, 2nd ed., 72 : 318, 358, 1913.
26. Rottman, G. J., *Journ. Frank. Ins.*, 188, 409, 1919.
27. Shrader, J. E., *Elec. J.*, 16 : 334, 1919.
28. Van Der Bijl, H. J., *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 15 : 102, 210, 1913.
29. Shrader, J. E., *Phys. Rev.*, 17 : 502, 1921.
30. Du Bois, D., *TRANS. A. I. E. E.*, 41, 691, 1922.
31. Van Der Bijl, H. J., *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 11 : 102, 1925.
32. Addenbrooke, G. L., *Nature*, 113 : 490, avril 1914.
33. Del Mar, W. A. and Hanson, *Jour. A. I. E. E.*, 41 : 439, 1922.
34. Davey, W. P. and Wilson T. A. *Gen. El. Rev.* 38 ; 11, 770, 1925.

II b) Courant d'absorption irréversible dû aux rayons Roentgen.

1. Curie P., *Compt. Rend.*, 134 : 420, 1902.
2. Becquerel, H., *Compt. Rend.*, 136 : 1173, 1903.
3. Becker, A., *Ann. der Physik.*, (4) 12 : 124, 1903.
4. Righi, A., *Phys. Ztschr.*, 6 : 877, 1905.
5. Jaffé, G., *Journ. de Phys.*, (d) 5 : 263, 1906 ; *Ann. der Physik.*, (4) 25 : 257, 1908.
6. Nacari, A., *Atti di Torino*, 44 : 394, 1908-1909. (Referat Reibblätter 188, 1910).
7. Lenard, P. and Saeland, S., *Ann. der Physik.*, (4) 28 : 476, 1909.
8. Bioblojeske, T., *Compt. Rend.*, 149 : 120 and 279, 1909.
9. Jaffé, G., *Ann. der Physik.*, (4) 28 : 326, 1909.
10. Hodgson, B., *Phil. Mag.*, (6) 18 : 252, 1909.
11. Bohm-Wendtl, C., and von Schweidler, E., *Phys. Ztschr.*, 10 : 379, 1909.
11. Greinacher, H., *Phys. Ztschr.*, 10 : 986, 1909.
13. Dietrich, W., *Phys. Ztschr.*, 11 : 187, 1910.
14. Jaffé, G., *Phys. Ztschr.*, 11 : 571, 1910.
15. Bialobjeski, T., *Radium*, 7 : 48, 76, 1910. *Congres de Radiologie et d'Electricité à Bruxelles*, *Compt. Rend.*, I : 140, 1910.
16. Ramsauer, C., and Hausser, W. (+ R. Oeder), *Ann. der Physik.*, 4 : 34, 445, 1911.
17. Digley, W. P., *Proc. Inst. Civil Engrs.*, (London) 183, 1910-11.
18. Szivessy, G. and Schäfer, *Ann. der Physik.*, (4), 35 : 511, 1911.
19. Goldmann, A., and Kalandyk, S., *Ann. der Physik.*, (4) 36 : 589, 1911.
20. Bialobjeski, T., *Radium*, 8 : 293, 1911.
21. Bates, F. W., *Radium*, 8 : 312, 1911.
22. Schaposchnikow, A., *Jour. d. russ. phys. chem. Ges.*, (Phys. Teil) 43 : 423, 1911. (Referat Fortschritte 91, 1911 und Beiblätter, 620, 1912.)
23. Valliant, P., *Comp. Rend.*, 153 : 1141, 1911, et 154 : 867, 1912.
24. Ries, C., *Ann. der Physik.*, (4) 38 : 721, 1912.
25. Bialobjeski, T., *Radium*, 9 : 250, 1912.
26. Naccari, A., *Atti di Torino*, 47 : 1076, 1912.
27. McLennan, J. C., *Brit. Assoc.*, 1912 (Referat *Phys. Ztschr.* 13, 1177, 1912.)
28. Trapesnikow, A., *Viertelj. Nat. Ges. Zürich.* 57 : 227, 1912.

29. Van Der Bilj, H. J., *Ann. d. Physik*, Vierte Folge, 59 : 170, 1912.
30. Pigulewski, M., *Ebendort*, 44 : 105, 1912. (*Referat Beiblätter*, 72, 1913.)
31. Zaroubine, A., *Radium* 9 : 775, 1913.
32. Volmer, M., *Ann. der Physik*, (4) 40 : 775, 1913.
33. Butman, C. A., *Phys. Rev.*, (2) 1 : 336, 1913.
34. Tedeschi, B., *Arch. Elek.*, 1 : 497, 1913.
35. Evershed, S., *Jour. I. E. E.*, 52 : 51-83, 1913.
36. Del Mar, W. A. and Hanson, A. I. E. E., 439, 1922.
37. Du Bois, D., *TRANS. A. I. E. E.*, 41 : 591, 1922.
38. Gunther-Schulze, A., *Phys. Zeits.*, 24 : 212, 1923.

III. — Courant d'absorption réversible. Charge résiduelle.

On ne les remarque en général que dans les diélectriques solides.

1. Kohlrausch, R., *Pogg. Ann.* 91 : 56, 1854.
2. Bezold, W. V., *Pogg. Ann.*, 144 : 437, 1861.
3. Gaugain, A., *Ann. Chim. Phys.*, (4) 2 : 276 and 313, 1864.
4. Wüllner, A., *Pogg. Ann.*, 153 : 22, 1874.
5. Hopkinson, J., *Phil. Trans.* 166 : 489, 1876 ; *Phil. Mag.*, (5) 2, 314, 1876 ; *Proc. Roy. Soc. (A)* 25, 496, 1876-1877 ; *Phil. Trans.*, 167 : 599, 1877 : Original Papers, 18, 1876 ; 19, 1877 ; 22, 1881 ; 26, 1887 ; 27, 1897.
6. Wüllner, A., *Wied. Ann.*, 1 : 247, 1877.
7. Giese, W., *Wied. Ann.*, 9 : 161, 1880.
8. Rowland, H. A., and Nichols, E. L., *Phil. Mag.*, (5) 11 : 414, 1881.
9. Hertz, H., *Wied. Ann.*, 20 : 279, 1883.
10. Arons, L., *Ann. der Physik*, (3) 35 : 291, 1888.
11. Rowland, H. A., *Am. J. Science*, VIII, 1899.
12. Curie, J., *Ann. Chim. Phys.*, (6) 18 : 203, 1889 ; 6 : 17, 1889.
13. Dieterici, C., *Wied. Ann.*, 25 : 279, 1883.
13. Muraoka, H., *Wied. Ann.*, 40 : 328, 1890.
14. Bouty, E., *Compt. Rend.*, 110 : 846 et 1362, 1890.
15. Hess, A. *Lum. Electr.* 46 : 401 et 507, 1892 ; *Jour. de Phys.* (3) 2 : 145, 1893 : 1, 145, 1893.
16. Dessau, B., *Rendiconti Lincei*, (5) 2 : II, 86, 1893.
17. Bedell, F., and Kinsley, C., *Phys. Rev.* 2 : 170, 1894.
18. Appleyard, R., *Phil. Mag.* (5) 38, 396, 1894.
19. Dunstan, A. S., *Electr. World*, 26 : 3, 1895.
20. Rasch, E., and Hinrichsen, F. W., *Elect. Zeit.*, 16 : 783, 1895.
21. Königsberger, J., *Elect. Zeit.*, 16 : 162, 1895.
22. Hess, A., *Eclair. Electr.*, 4 : 205, 1895 ; 7, 450, 1896.
23. Wulf, Th., *Wiener Sitzungsber*, 105 : 667, 1896.
24. Appleyard, R., *Phil. Mag.*, (5) 42 : 148, 1896.
25. Carpenter, H. V., *Phys. Rev.*, 4 : 238, 1897.
26. Houllévigüe, L., *Jour. de Phys.*, (3) 6 : 113, 120, 153, 1897.
27. Hopkinson, J. and Wilson E., *Proc. Roy. Soc.* 60 : 425, 1897.
28. Hasenohrl, F., *Wiener Sitzungsber*, 107 : 1035, 1898.
29. Rowland, H. A. and Penniman, T. D., *Johns Hopkins Univ. Circ.* 17 : 52, 1898.
30. Naccari, A., *Atti Torino*, 34 : 1088, 1899.
31. Potts, L. M., *Johns Hopkins Univ. Circ.*, 18 : 59, 1899.
32. Pellat, L. M., *Compt. Rend.*, 128 : 1312, 1899 ; *Ann. Chim. Phys.*, (7) 18 : 150, 1899.
33. Potts, L. M., *Johns Hopkins Univ. Circ.*, 19 : 62, 1900 ; *Am. J. Sc.*, 10, August 1900.
34. Pellat, H., *Jour. de Phys.*, (3) 9 : 313 and 571, 1900.
35. Drysdale, C. V., *Electrician*, 46 : 890, 1901.
36. Ashton, A. W., *Phil. Mag.*, (6) 2 : 501, 1901.
37. Hoor, M. V., *Elektrot. Ztschr.*, 22 : 170, 187, 213, 716, 749 and 781, 1901.
38. Buchanan, J., *Phil. Mag.*, (6) 240, 1902.

39. von Schweidler, E., *Wiener Sitzungsber*, 111 : 573, 1902.
 40. Seiler, U., *Mitt. Phys. Ges. Zurich Nr.*, 3 : 12, 1902.
 41. de Villemontee, Goure, *Jour. de Phys.*, 4 : 291, 1906.
 42. Hill, B. V., *Phys. Rev.*, 22 : 65, 1906.
 43. von Schweidler, E., *Wien. Ber.*, 116 : 1019, 1907 : *Ann. der Phys.*, (4) 24 : 711, 1907 : *Ann. der Phys.*, 18 : 766, 1907.
 44. Malclés, L., *Compt. Rend.*, 114 : 264, 145 : 1326, 1907.
 45. Trouton, F. T., and Russ, S., *Phil. Mag.*, (6) 13 : 578, 1907.
 46. Mattenklodt, E., *Ann. der Physik.*, 14) 27 : 359, 1908.
 47. Mercanton, P. L., *Compt. Rend.*, 149 : 591, 1909.
 48. Shuddemagen, C. L. B., *Proc. Amer. Acad.*, 44 : 455, 1909 (*Referat Fortsch.* 44, 1909).
 49. Wilson, H. A., *Proc. Roy. Soc.*, (A.) 82, 409, 1909.
 50. Dunoyer, L., *Compt. Rend.*, 140, 1120, 1909.
 51. Zeleny, A., *Ztschft. f. Inst.*, 20 : 301, 1909.
 52. Thornton, W. M., *Phil. Mag.*, (6) 19 : 390, 1910.
 53. Curtis, H. L., *Bull. Bur. Stand.*, Washington, 6 : 432, 1910.
 54. Malclés, L., *Ann. Chim. Phys.*, (8), 23 : 348, 1911.
 55. Zeleny, A., *Phys. Rev.*, 34 : 141, 1912.
 56. Curtis, H. L., *Phys. Rev.*, 34 : 154, 1912.
 57. Jordan, H., *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 14 : 451, 1912.
 58. Brentano, G., *Phys. Ztschr.*, 13, 855, 1912.
 59. Anderson, A. and Keane, T., *Phil. Mag.*, (6), 24 : 437, 1912.
 60. Zaroubine, A., *Radium*, 9 : 385, 1912.
 61. Fleming, J. A. and Dyke, G. B., *Jour. I. E. E.*, 49 : 323, 1912.
 62. Appleyard, R., *Phil. Mag.*, (6), 39 : 170, 1912.
 63. Mercanton, P. L., *Arch. des Sciences Nat.*, (1), 35 : 48, 1913.
 64. Wagner, K., *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 15 : 45, 1913 ; *Ann. der Physik.*, (4) 40 : 817, 1913.
 65. Schreifer, F., *Ann. der Physik.*, 41 : 767, 1913.
 66. Swann, W. F. G., *Phil. Mag.*, 26 : 678, 1913.
 67. Tedeschi, B., *Arch. Elek.* 1 : 497, 1913.
 68. de Villemontee, Goure, *Jour. de Phys.*, (5), 4 : 639, 1914.
 69. Wagner, K. W., *Arch. Elek. II*, 371, 1914 ; *Arch. Elek.*, 3 : 67, 1914.
 70. Malclés, L., *Compt. Rend.*, 161 : 694, 1915.
 71. Bairsto, G. E., *Electrician*, 76 : 53, 1915.
 72. Zeleny, A., *Phys. Rev.*, (2), 478, 1915.
 73. Richardson, S. W., *Roy. Soc. Proc.*, 92 : 41, oct. 1915.
 74. Fischer-Hinnen, J., *ETZ.*, 37 : 105, 1916 ; *Electrician*, 77 : 506, 1916.
 75. Poole, H. H., *Phil. Mag.*, 34 : 195, 204, 1917.
 76. Podszus, Z., *Electrotechn. Ztschr.*, 39 : 229, 1918.
 77. Butman, C. A., *Elect. World.*, 71 : 502, 1918 ; 71, 812, 1918.
 78. Euguchi, M., *Phys. Math. Soc. Japan, Proc.*, 1, 320, Nov.-Déc. 1919.
 79. Tsutsumi, H., and Soregusa, H., *Tohoku Univ. Sc. Report*, 8 : 207, Déc. 1919.
 80. Euguchi, M., *Phys. Math. Soc. Japan, Proc.*, 1 : 326, 1919 ; 2 : 169, July 1920.
 81. Bairsto, G. E., *Roy. Soc. Proc.*, 96 : 363, 1920.
 82. Shrader, J. E., *Phys. Rev.*, 17 : 502, 507, 1921.
 83. Poole, H. H., *Phil. Mag.*, 42 : 488, 1921.
 84. Euguchi, M., *Phys. Math. Soc. Japan, Proc.*, 6 : 110, Oct. 1921.
 85. Butterworth, S., *Proc. Physical Soc., London*, 34, 1921.
 86. Du Bois, D., *TRANS. A. I. E. E.*, 41 : 689, 698, 1922.
 87. Sato, M., *Tohoku Univ. Sc. Rep.*, 11 : 159, 172, 1922.
 88. Grunevalt, F., *Archiv. Elek.*, 12 : 79, 1923.
 89. Euguchi, M., *Phys. Math. Soc. Japan, Proc.* 5 : 107, Sept. 1923.
 90. Granier, M. J., *Bull. Soc. Franc. Elect.*, 3 : 477, 1923.
 91. Addenbrooke, G. L., *Nature*, 113 : 490, 1924.
 92. Gunther, A., Schulze, *Phys. Ztschr.*, 24 : 212, 1923.

IV. — Phénomènes dans les champs alternatifs. Perles diélectriques.

1. Siemens, W., *Pogg. Ann.*, 125, 1864.
2. Schiller, N., *Pogg. Ann.*, 152 : 555, 1872.
3. Boltzmann, L., *Wiener Sitzungsber*, 67 : 17, 1873 ; 68 : 81, 1873 ; 70 : 307, 1874.
4. Naccari, A., et Bellali F., *Jour. de Phys.* (2) 1 : 430, 1882.
5. Borgmann, J., *Jour. de Phys.*, 2) 8 : 217, 1888.
6. Thomson, J. J., *Proc. Roy. Soc.*, 46 : 292, 1889.
7. Lecher, E., *Wiener Sitzungsber*, 99 : 480, 1890 and *Wied. Ann.*, 42 : 142, 1891.
8. Blondlot, R., *Compt. Rend.*, 112 : 1058, 1891.
9. Arons, L., and Rubens, H., *Wied. Ann.*, 42 : 581, 1891 ; 44, 206, 1891.
10. Steinmetz, C. P., *Elektrot. Ztschr.*, 13 : 217, 1892.
11. Perot, A., *C. R.* 115, 38, 165, 1892.
12. Shaulka, J., *Wiener Sitzungsber*, 102 : 773, 1893.
13. Mazotto, D., *Rendiconti Lincei.*, (5) 4 : I, 240, 1893.
14. Janet, P., *Jour. de Phys.*, (3) 2 : 337, 1893.
15. Kleiner A., *Wied. Ann.*, 50 : 138, 1893.
16. Fritz, H., *Dissert.*, Zürich, 1893.
17. Arno, R., *Rendiconti Lincei.*, (5) 2, I ; 341, 1893 ; 2, II : 260, 1893 ; 3, I, 585, 1894 ; 3, II, 294, 1894.
18. Stankewitsch, B. W., *Wied. Ann.*, 52 : 700, 1894.
19. Graetz, L., and Fomm, L., *München. Ber.*, 24 : 184, 1894 ; *Wied. Ann.*, 54 : 626, 1895.
20. Beaulard, F., *Compt. Rend.*, 119 : 268, 1894.
21. Düggelin, H., *Vierielj. naturl. Ges. Zurich.*, 10 : 121, 1895.
22. Hess, A., *Eclair, electr.*, 4 : 205, 1895.
23. Benischke, G., *Ztschr. f. Elektrotechnik*, 16, 1895.
24. Eisler, H., *Ztschr. f. Elektrotechnik*, 16, 1895.
25. Heinke, C., *Wied. Ann. der Physik.*, 54 : 577, 1895.
26. Northrup, E., *Phil. Mag.*, (5) 39 : 78, 1895.
27. Mazotto, D., *Nuovo Cim.*, (4) 1 : 308, 1895.
28. Eisler, H., *Ztschr. f. Elek.*, 13 : 345, 1895.
29. Porter, A. W., and Morris, D. K., *Proc. Roy. Soc.*, 57 : 469, 1895.
30. Threlfall, R., *Phys. Rev.*, 4 : 457 ; 5 : 21, 65, 1897.
31. Houlevigüe, L., *Jour. de Phy.*, (3) 6 : 120, 1897.
32. Lampa, A., *Wiener Sitzungsber*, 105 : 587, 1049, 1896 ; et *Wied Ann.*, 61 : 79, 1897.
33. Ferry, E. S., *Phil. Mag.*, (5) 44 : 404, 1897.
34. Drude, P., *Ztschr. f. Phys. Chem.*, 23 : 267, 1897.
35. Hanauer, J., *Wied. Ann.*, 65 : 577, 1898.
36. Marx, F., *Wied. Ann.*, 66 : 411, 1898.
37. Schaufelberger, W., *Wied. Ann.*, 65 : 635, 1898 ; 68 : 307, 1899.
38. Rosa, E. B. and Smyth, A. W., *Phys. Rev.*, 8 : 1, 1899 ; *Phil. Mag.*, (4) 47 : 222, 1899.
39. Beaulard, M. F., *Jour. Physique*, 9 : 422, 1900.
40. Potts, L. M., *Johns Hopkins Univ. Circ.*, 18 : 59, 1899 ; 19 : 62, 1900.
41. Drysdale, C. V., *Electrician*, 46 : 890, 1901.
42. Mercanton, P., *Journ. de Phys.*, 4 : 1, 33, 1902.
43. Hormell, W. C., *Phil. Mag.*, (6) 3 : 52, 1902.
44. Kosognoff, J., *Phys. Ztschr.*, 3 : 207, 1902.
45. Palmer, A. de Forest, *Phys. Rev.*, 16 : 267, 1903.
46. Holitscher, Pi, *Elektrot. Ztschr.*, 24 : 635, 1903.
47. Moscicki, J., *Elektrot. Ztschr.*, 25 : 549, 1904.
48. Parker, H. C., *Ann. New York Ac.*, 15 : 161, 1904.
49. Guye, C. E. et Denso, P., *Compt. Rend.*, 140 : 433, 1905.
50. Corbino, O. M., *Nuovo Cim.*, (5) 9 : 81, 1905 ; *Phys. Ztschr.*, 6 : 138, 1905.
51. Monasch, B., *Ann. der Physik.*, (4) 22 : 905, 1907.
52. Hahnemann, W., and Adelman, L., *Elektrot. Ztschr.*, 28 : 988 and 1010, 1907.

53. Nussbaumer, H. A., *Dissert. Zurich*, 1907 (*Referat Fortschr.*, 55, 1907 ; *Beibl.* 904, 1907).
54. Hill, B. V., *Phys. Rev.*, 26 : 271, 1908.
55. Zeleny, A., and Andrews, A. P., *Phys. Rev.*, 27 : 35, 1908.
56. Beaulard, F., and Maury, L., *Journ. de Phys.*, (4) 9 : 39, 1910.
57. Höchstädter, M., *ETZ.*, 31 : 467, 509, 537, und 539, 1910.
58. Curtis, H. L., *Bull. Bur. Stand.*, Washington, 6 : 431, 1910.
59. Höchstädter, M., *ETZ.*, 31, 467, 509, 537, 539, 1910.
60. Grover, F. W., *Bull. Bur. Stand.*, Washington, 7 : 495, 1911.
61. Jordan, H., *ETZ.*, 32 : 127, 160, 1911.
62. Fleming, J. A., and Dyke, G. B., *Electrician*, 66 : 658, 1911 ; 68 : 1017, 1912 ; 69 : 10, 1912.
63. Wagner, K. W., and Wertheimer, A., *Phys. Ztschr.*, 13 : 368, 1912.
64. Anderson, S. H., *Phys. Rev.*, 34 : 34, 1912.
65. Jordan, H., *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 14 : 451, 1912.
66. Anderson, S. H. and Keane, *Phil. Mag.*, 24 : 437, 1912.
67. Décombe, L. J., *Jour. de Physique*, (5) 2 : 215, 1912.
68. Rayner, E. H., *Jour. I. E. E.*, 49 : 3, 1912.
69. Thornton, W. M., *Phys. Soc. Proc.*, 24 : 301 ; and 315, Aug. 1912.
70. Pungs, L., *Arch. f. Elek.*, 1 : 329, 1912.
71. Addenbrooke, G. L., *Electrician*, 68 : 829, 1912 ; 70 : 683, 1913.
72. Wagner, K. W., *Verh. d. D. Phys.*, 15 : 45, 1913 ; *Ann. der Physik.*, (4) 40 : 817, 1913.
73. Ashton, A. W., *Phys. Soc. Proc.*, 26 : 43, 1913.
74. Thomas, P., *Jour. Frank. Inst.*, 176 : 283, 1913.
75. Wagner, K. W., *Arch. Elek.*, III B, 3 and 4, 1914.
76. Alexanderson, E. F. W., *Inst. Radio Eng.*, 2, 1914.
77. Tank, F., *Ann. d. Physik.*, 48, 1915.
78. Minton, J. D., *TRANS. A. I. E. E.*, 34 : 1627, 1915.
79. Peek, F. W., *Gen. Elec. Rev.*, 18 : 1050, 1915.
80. Zeleny, A., *Phys. Rev.*, (2) 478, 1915.
81. Minton, J. P., *TRANS. A. I. E. E.*, 34 : 1627, 1915.
82. Skinner, C. E., *Jour. Frank. Inst.*, June, 1917.
83. Farmer, F. M., *TRANS. A. I. E. E.*, 37 : 221, 1918.
84. Butman, C. A., *Elec. World*, Apr. 20, 812, 1918.
85. Tank, F., *Ver. Deut. Phys. Ges.*, 3-8, 1918.
86. Bairsto, G. E., *Proc. Roy. Soc.*, A96, 363, 1919-1920.
87. Swyngedauw, R., *Rev. Gen. d'Elect.*, 5 : 283, 1919.
88. Bouzon, R., *Rev. Gen. d'Elect.*, 6 : 137, 1919.
89. Semm, A., *Arch. Elek.*, 9 : 30, 1920.
90. Lübben, C., *Archiv. fur Elek.*, Dec. 10, 1921.
91. Butterworth, S., *Proc. Phys. Soc. Lond.*, 34, 1921.
92. Steinhaus, W., *Jahrb. d. Drahtl., Tel.* 18 : 29, 1921.
93. Schott, E., *Jahrb. d. Drahtl., Tel.* 18 : 82, Aug. 1921.
94. Drago, E., et Areidianocono, G., *Nuovo Cim.*, 22 : 68-93, July and Aug. 1921.
95. Frigon, M. A., *Rev. Gen. d'Elect.*, 11 : 197, 1922.
96. Höchstädter, M., *ETZ.*, 43 : 205, 1922.
97. Emarmelo, L., *Elektrotec.*, 9, 606, 1922.
98. Hoch, E. T., *Bell System Tech. Journ.*, 1 : 110, 1922.
99. Shradet, J. E., *TRANS. A. I. E. E.*, 34 : 583, 1922.
100. Biebe, E. and Zickner, G., *Arch. Elek.*, 11 : 109, 1922.
101. Frigon, M. A., *Bull. Soc. Franc. Elec.*, 18 : 1922.
102. Granier, M. J., *Bull. Soc. Franc. Elec.*, 28 : 333, 1923.
103. MacLeod, H. J., *Phys. Rev.*, (2) 21 : 53, 1923.
104. Allsop, G., *Beama*, 12 : 105, 1923.
105. Brinbaum, H. W., *ETZ.*, 35 : 229, 1924.
106. Lahousse, *Rev. Gen. d'Elect.*, 15 : 15 et 16, 621 et 627, 1924.
107. Addenbrooke, G. L., *Nature*, 113 : 490, 1924.
108. Shradet, J. E., *Jour. Franklin Inst.*, p. 513, April, 1925.
109. Heutschel, L., *Arch. Elek.*, 15 : 2, 138, 1925.

110. Whitehead, J. B. *TRANS. A. I. E. E.* 42 ; 921, 1923 ; 43 : 116, 1924 ; *JOUR. A. I. E. E.* Dec. 1923, 1927.
 111. McDowell, L. S., *Phys. Rev.*, 21, 371, 1923.

V. — *Phénomènes dans les champs tournants.*

La présence d'un couple de torsion positive ou négative sur un diélectrique dans un champ tournant n'indique pas nécessairement la présence d'absorption diélectrique, et on ne peut considérer la valeur d'un tel couple comme une mesure de la valeur de l'absorption.

1. Hertz, H., *Wied. Ann.*, 13 : 266, 1881.
2. Arno, R., *Rend. Acc. dei Linc.* (5) I, 341 et II, 260, 1893.
3. Borel, C., *Compt. Rend.*, 116, 1192, 1893 ; *Arch. d. sc. Phys. et nat.*, 3 : 30, 45, 1893.
4. Arno, R., *Rend. Acc. dei Linc.*, 3, 1, 272 and 585, II, 294, 1894.
5. Quincke, G., *Wied. Ann.*, 59 : 417, 1896.
6. Heydweiller, A., *Verh. d. Phys. Ges. Berlin*, 16 : 32, 1897.
7. Threlfall, R., *Phys. Rev.*, 4 : 457 ; 5 : 21, 65, 1897.
8. von Schweidler, E., *Wiener Sitzungsber.*, 106 : 526, 1897.
9. Schaufelberger, W., *Wied. Ann.*, 65, 1898 ; 67 : 307, 1899.
10. Heydweiller, A., *Wied. Ann.*, 69 : 531 and 532, 1899.
11. Graetz, L., *Ann. der Physik.*, (4) 1, 530, 1900.
12. Guye, C. E. and Denso, P., *Compt. Rend.*, 140 : 433, 1905.
13. Lampa, A., *Wiener Sitzungsber.*, 115 : 1659, 1906.
14. von Lang, V., *Wiener Sitzungsber.*, 115 : 221, 1906 ; 116 : 975, 1907.
15. Lampa, A., *Wiener Sitzungsber.*, 120 : 1007, 1911.

VI. — *Théories de l'absorption diélectrique.*

D'excellents résumés des discussions théoriques jusqu'à 1913 ont été publiés par F. W. Grover, etc., et par E. von Schweidler dans *Graetz's Handbuch der Elek. u. Mag.* 1, 232, 1918.

1. Kohlrausch, R., *Pogg. Ann.*, 91, 1854.
2. Maxwell, J. C., *Treatise on Electricity and Magnetism*, 1 : 328, 1873.
3. Hopkinson, J., *Phil. Trans.*, 166 : 489, 1876 ; *Phil. Mag.*, (5) 2 : 314, 1876.
4. Riemann, B., *Ges. Werke*, 48 : 345, 353, 1876.
5. Hopkinson, J., *Phil. Trans.*, 167 : 599, 1877.
6. Rowland, H. A., *Am. Jour. Math.*, 1 : 53, 1878.
7. Giese, W., *Wied. Ann.*, 9 : 161, 1880.
8. Maxwell, J. C., *Deutsche Uebersetzung von Weinstein*, 328, 1883.
9. Dieterici, C., *Wied. Ann.*, 25 : 545, 1885.
10. Curie, J., *Ann. Chim. Phys.*, 6, 18, 203, 1889.
11. Hess, A., *Jour. de Phys.*, 1 : 145, 1893.
12. Wiechert, E., *Wied. Ann.*, 50, 335 and 456, 1893.
13. Wiedemann, G., *Handbuch der Elektrizität*, 2, Aufl. Bd. II, 134, 1894.
14. Warburg, E., *Wied. Ann.*, 54, 396, 1895.
15. Hess, A., *L'Éclairage Elect. Iv.*, 205, 1895.
16. Houllevigue, L., *Jour. de Phys.*, 6 : 113, 120 and 153, 1897.
17. Pellat H., *Compt. Rend.*, 128, 1312 ; *Ann. chim.*, 7, 18, 150 and 571, 1899 ; *Jour. de Phys.*, 3 : 9, 313, 1900.
18. Beaulard, F., *Jour. de Phys.*, 3 : 9, 422, 1900.
19. Pellat H., et Beaulard, F., *Compt. Rend.*, 130 : 1457, 1900.
20. Reich, M., *Dissert.*, Berlin, 1900.
21. von Schweidler, E., *Wiener Sitzungsber.*, 109 : 964, 1900 ; 111, 579 1902 and *Ann. der Physik.*, 4, 4, 307, 1900 ; (4) 5, 483, 1901.
22. Gideke, H., *Dissert.*, Heidelberg, 1901.
23. Germanischskaja, K., *Dissert Zürich*, 1903.
24. Reinganum, M., *Ann. der Physik*, 4, 10, 334, 1903.

25. von Schweidler, E., *Wien. Sitzungsber.*, 113 : 88r, 1904.
26. Jaffé, G., *Jour. de Phys.*, 4, 5, 263, 1906.
27. von Schweidler, E., *Ann. der Physik.*, 4, 24, 730, 1907 ; *Wien. Sitzungsber.*, 116, 735, 1907 ; 116, 1055, 1907 ; *Ann. der Physik.*, 4, 24, 711, 1907.
28. Langevin, P., *Compt. Rend.*, 146 : 1011, 1908.
29. Mie, G., *Ann. der Physik.*, 4, 26, 597, 1908.
30. Jaffé, G., *Jour. de Phys. Ann.*, 4, 25, 257, 1908 ; 28, 326, 1909.
31. Schröder, J., *Ann. der Physik.*, (4), 29 ; 125, 1909.
32. Balm-Wendt, C., and von Schweidler, E., *Phys. Ztschr.*, 10 : 379, 1909.
33. Curtis, H. L., *Bull. Bur. Stand.*, Washington, 6 : 432, 1910.
34. Malclés, L., *Compt. Rend.*, 150 : 1319, 1910.
35. Jaffé, G., *Ann. der Physik.*, 4, 32, 148, 1910.
36. Décombe, M. L., *Jour. Phys.*, 359, 1911.
37. Grover, F. W., *Bull. Bur. Stand.*, Washington, 7 : 495, 1911.
38. Jaffé, G., *Ann. der Physik.*, 4, 36, 25, 1911.
39. Anderson, A. and Keane, T., *Phil. Mag.*, 24 : 437, 1912.
40. Bialobjeske, T., *Radium*, 9, 250, 1912.
41. Décombe, L., *Jour. de Phys.*, 5 : 2, 181, 1912 ; 5, 2, 215, 1912.
42. Debye, P., *Phys. Ztschr.*, 13, 97 and 225, 1912.
43. Fleming, J. A. and Dyke, G. B., *Jour. I. E. E.*, 49 : 323, 1912.
44. Van Der Bijl, H. J., *Ann. der Physik.*, 4, 170, 1912 ; *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 15 : 102 and 210, 1913.
45. Wagner, K. W., *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 15 : 45, 1913.
46. Schreiber, C., *Ann. der Phys.*, 41 : 767-811, 1913.
47. Wagner, K. W., *Ann. d. Phys.*, 40 : 817, 1913 ; *Arch. Elek.*, II, 9, 371, 1914.
48. Czukur, K., *Deutsch. Phys. Gesell. Verh.*, 17, 5, 73-84, 1915.
49. Tank, F., *Ann. der Phys.*, 4 : 48, 307, 1915.
50. Meyer, U., *Ber. d. Deutsch. Phys. Ges.*, 139, 1917 ; 16, 3, 1918.
51. Bouasse, H., *Cours. de Magn. et d'Elect.*, Paris, 3, 1921.
52. Butterworth, S., *Proc. Phys. Lond.*, 34 : 1, 1921.
53. Tank, F., *Ber. Deuts. Phys. Gesell.*, 16 : 3, 1918.
54. Granier, J., *Bull. Soc. Franc. Elect.*, 3 : 477, 1923.
55. Corbino, O. M., *Acca, Lincei. Atti.*, 32 : 145, 1923.
56. Jacoby, G., *Ann. d. Phys.*, 72 : 2, 153, 1923 ; 73 : 477, 1924.
57. Lahousse, J., *Rev. Gen. de l'Elect.*, 15 : 15, 16, 621 and 667, 1924.
58. Steinmetz, C. P., *TRANS. A. I. E. E.*, 43 : 126, 1924 (abridgment).

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
Préface	5
CHAPITRE I. — Théorie élémentaire des diélectriques parfaits	7
CHAPITRE II. — Propriétés normales et anormales des diélectriques.	25
CHAPITRE III. — Théories des phénomènes diélectriques. — I° Théorie de l'absorption d'après Maxwell	44
CHAPITRE IV. — II° Théories de l'absorption basées sur le groupement moléculaire. Hopkinson, Houllévigüe, Pellat, Von Schweidler. Hystérésis diélectrique.	58
CHAPITRE V. — III° Théories de l'absorption basées : A. Sur la structure atomique. Décombe, Anderson et Keane. — B. Sur les anomalies de conductibilité. Evershed, Curie.	71
CHAPITRE VI. — Diélectriques soumis à des forces électromotrices alternatives. — A. Rowland, Pellat, Von Schweidler, Grover, Décombe	92
CHAPITRE VII. — Diélectriques soumis à des forces électromotrices alternatives. — B. Wagner	106
CHAPITRE VIII. — Diélectriques soumis à des forces électromotrices alternatives. — C. Les pertes dans les diélectriques. Jordan, Tank, Bouasse, Lahousse, Granier. Contrôle expérimental	119
CHAPITRE IX. — Propriétés des isolants composites soumis aux hautes tensions	137
Bibliographie.	165

Bar-le-Duc. — Imprimerie Comte-Jacquet.

Vient de paraître :

Aucun ouvrage semblable, aussi clair et aussi complet,
n'a été jusqu'ici présenté aux amateurs de T. S. F.

===== 500 pages -- 792 figures =====
.....

LES
**MONTAGES
MODERNES
EN RADIOPHONIE**

PAR

P. HÉMARDINQUER

Préface du D^r CORRET

Tome I

LES COLLECTEURS D'ONDES.

—

LES ÉLÉMENTS

de

MONTAGE ET LEUR CHOIX

—

LE POSTE A GALÈNE

—

LES MONTAGES SIMPLES
A LAMPES

—

LES HÉTÉRODYNES

Tome II

LES MONTAGES

A DEUX,

TROIS ET QUATRE LAMPES

—

LES AMPLIFICATEURS
PUISSANTS

—

LES DISPOSITIFS SPÉCIAUX
ÉMISSION ET RÉCEPTION

—

LES ACCESSOIRES

et

L'AGENCEMENT DU POSTE

Chaque volume : **24 francs ; franco : 25 francs**

Les deux tomes ont été réunis sous une élégante reliure : **Prix 50 francs**

Étienne CHIRON, Éditeur, 40, Rue de Seine — PARIS

LA T. S. F. en 30 Leçons

COURS COMPLET

professé au Conservatoire National
des Arts et Métiers

GRACE AUX SOINS DE LA SOCIÉTÉ
DES AMIS DE LA T. S. F.

par MM.

CHAUMAT, LEFRAND, METZ, MESNY,
JOUAUST & CLAVIER

Ce cours complet comprend 5 volumes :

- I. — ÉLECTROTECHNIQUE GÉNÉRALE PRÉPARATOIRE A
LA T. S. F., par MM. CHAUMAT et LEFRAND . . . 9 »
- II. — PRINCIPES GÉNÉRAUX DE LA RADIOTÉLÉGRAPHIE
ET APPLICATIONS GÉNÉRALES, par le C^t METZ.
Prix 9 »
- III. — MESURES, RADIOGONIOMÉTRIE, PROPAGATION DES
ONDES, par M. MESNY. 7 20
- IV. — LES LAMPES A PLUSIEURS ÉLECTRODES, Théorie
et applications, par M. JOUAUST 7 20
- V. — RADIOTÉLÉPHONIE ET APPLICATIONS DIVERSES
DES LAMPES A TROIS ELECTRODES, par M. CLA-
VIER 9 »

Pour l'envoi franco, ajouter 0.75 par volume.

Étienne CHIRON Éditeur

40, rue de Seine

PARIS

Étienne CHIRON, Éditeur, 40, rue de Seine, PARIS (VI^e)

P. HÉMARDINQUER

LE
POSTE DE L'AMATEUR
DE
T. S. F.

LE CADRE DE L'ANTENNE
LES DISPOSITIFS D'ACCORD
LE DETECTEUR ET L'HÉTÉRODYNE
LES AMPLIFICATEURS — SUPERAMPLIFICATION
SUPERHÉTÉRODYNE — SUPER RÉGÉNÉRATION
LA RÉCEPTION DES ONDES COURTES
LA RÉCEPTION DE LA TÉLÉPHONIE A GRANDE DISTANCE
RÉCEPTEURS ET HAUT PARLEURS
LES PILES LES ACCUMULATEURS
RECHARGE DES ACCUMULATEURS SUR LE COURANT

Un beau volume de 328 pages, illustré de 330 figures. — Prix : 20 fr.

Vient de paraître :

L'ouvrage le plus complet exposant l'ensemble des connaissances théoriques et pratiques servant de bases aux applications modernes des ondes hertziennes

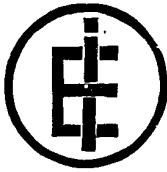
E. BÉRARD

Ingénieur I. E. C. — Licencié ès sciences physiques

Théorie et pratique de la T.S.F.

CIRCUITS OSCILLANTS — ANTENNES — DÉTECTEURS
ÉMISSION ET RÉCEPTION — ÉTUDE DE QUELQUES SYSTÈMES
LAMPES A TROIS ÉLECTRODES — TÉLÉPHONIE SANS FIL
MONTAGE ET RÉGLAGE D'UN POSTE
APPAREILS ET PROCÉDÉS DE MESURE — ONDES DIRIGÉES
LAMPES A PLUSIEURS ÉLECTRODES SUR LES AMPLIFICATEURS
A RÉSTANCE

Un volume grand in 8 de 240 pages — **PRIX : 25 francs.**



USINES
A VERSAILLES

L'Electro-Isolant

ANCIENS ÉTABLISSEMENTS AVTSINE ET C^{ie}

Société Anonyme au Capital de 2.000.000 de Francs

11 et 13, rue du Départ, Paris-14^e

met à votre disposition

son Outillage

son Expérience

et les meilleurs produits isolants

pour vous aider à résoudre tous
problèmes d'isolement

Téléphone

1^{re} Ligne SÉGUR 43-89

2^e Ligne LITTRÉ 19-74

Adresse Télégraphique

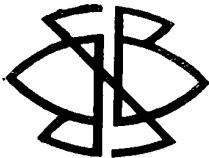
MICANITE-PARIS 43

CODE BENTLEY'S

Chèques postaux 54095

R. C. Seine N° 47929

BRAUTHITE



(Marque Déposée)

RÉSINE SYNTHÉTIQUE

ISOLANT

PLANCHES — RONDINS —
OBJETS MOULÉS

==== VERNIS ÉMAIL ====

LA

66

BRAUTHITE

99

Société Anonyme au Capital de 1 Million de Francs

SIÈGE SOCIAL, 40, Rue des Mathurins, PARIS

Registre du Commerce de la Seine N° 173.186

FOURNISSEUR DE LA MARINE NATIONALE

ISOLANTS

Gummite - Gallia-Rubber - Ebonites
Roburines-Cégéites
Infusite
Termite



PIÈCES ISOLANTES

moulées de toutes formes
et pour tous
usages



MANUFACTURE D'ISOLANTS ET OBJETS MOULÉS

de la Cie G^{le} d'Electricité - Société Anon^{me} Capital 100 Millions
163, Boulevard Lamouroux - Vitry-sur-Seine (Seine)
Téléphone : Gobelins 42-02 et 42-27. — Adresse télégr. : Manusolants-Vitry



COURS DE L'ÉCOLE SUPÉRIEURE D'ÉLECTRICITÉ

(SECTION DE RADIOÉLECTRICITÉ)

H. ARMAGNAT et Léon BRILLOUIN. — Les Mesures en haute fréquence	30. -
M. BOCHET. — Les Moteurs thermiques	20. -
BETHENOD. — Les alternateurs à haute fréquence	25. -
DE BELLESCIZE. — Les atmosphériques et leur influence sur les signaux de T.S.F.	10.80
CURIE (Mme Pierre). — Radioactivité et phénomènes connexes	4.30
L. DRIENCOURT. — Emploi de la T.S.F. pour la détermination des longitudes et l'unification de l'heure.	7.20
E. REYNAUD-BONIN. — L'acoustique téléphonique. La téléphonie. La télégraphie.	12. -
R. JOUAUST. — La télégraphie par le sol et les moyens de communication spéciaux.	14.40
E. BLOCH, Maître de conférences à la Sorbonne. — Les procédés d'enregistrement des signaux de T.S.F.	7.20
J.-B. POMEY, Ingénieur en chef des télégraphes. — Principes de calcul vectoriel et tensoriel.	36. »
DUFOUR, chargé de cours à la Sorbonne. — Oscillographe cathodique pour l'étude des basses, moyennes et hautes fréquences	7.20
A. PEROT, professeur à l'École Polytechnique. — Phénomènes magnétiques et électriques terrestres	6. -
A. PEROT, professeur à l'École Polytechnique. — Principes d'acoustique.	9.60
FRANCK (C ^e). — La T. S. F. et l'Aéronautique	9.60
R. MESNY. — Usage des cadres et radiogoniométrie	30. -
P.-M. VIEILLARD. — Les Antennes de T. S. F.	10.80
P.-M. VIEILLARD. — L'Émission en ondes amorties.	10.80

— Tous les Techniciens de la T. S. F. lisent —

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Publication officielle de la Société des Amis de la T. S. F.

ABONNEMENT D'UN AN : France.. 35 fr.; Étranger.. .. 40 fr.

Étienne CHIRON, éditeur, 40, rue de Seine, PARIS-6^e

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1