Sur les mesures électrostatiques (troisième partie)

A. Cornu

► To cite this version:

A. Cornu. Sur les mesures électrostatiques (troisième partie). J. Phys. Theor. Appl., 1872, 1 (1), pp.241-246. 10.1051/jphystap:018720010024100 . jpa-00236782

HAL Id: jpa-00236782

<https://hal.science/jpa-00236782>

Submitted on 1 Jan 1872

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

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

SUR LES MESURES ÉLECTROSTATIQUES

(TROISIÈME PARTIE);

PAR M. A. CORNU.

L'analogie entre la température et le potentiel électrique se complète au point de vue des *conditions de communication* de la chaleur ou de l'électricité, se poursuit au point de vue de l'*influence* qu'exerce à distance un corps échauffé ou électrisé.

De même que dans le voisinage d'un corps échauffé la température se distribue suivant une loi qui dépend de la forme du corps et de sa distance au point considéré, de même autour d'un conducteur électrisé on constate un état particulier tel que les corps conducteurs qu'on approche peuvent, dans certaines conditions, s'électriser eux-mêmes; on dit alors qu'ils sont électrisés par *influence*. Il est facile de trouver dans ces phénomènes la mesure de la *température électrique* qui se distribue autour des conducteurs électrisés, ou, pour conserver le langage des géomètres, de déterminer la distribution du *potentiel* autour de ces conducteurs.

Définition et détermination du potentiel extérieur en un point de l'espace dans le voisinage d'un conducteur électrisé.

Considérons un conducteur électrisé et approchons à une certaine distance une sphère isolée non électrisée et de dimensions assez petites pour que son action sur le conducteur soit négligeable. L'état électrique de la petite sphère aura varié; son potentiel, qui était nul au début, c'est-à-dire lorsque sa distance au conducteur était très-grande, acquiert une certaine valeur qui s'exprime aisément, d'après ce qu'on a vu plus haut sur les conditions d'équilibre électrostatique: en effet, connaissant la forme du conducteur et la quantité d'électricité distribuée à sa surface, on écrira que pour tous les points de l'intérieur de la sphère le potentiel est constant.

La somme $\sum \frac{m}{r}$ qu'on aura à considérer se composera de deux parties: l'une comprenant les masses électriques du conducteur di-

visées respectivement par leur distance au point considéré intérieur à la sphère, l'autre comprenant les masses électriques m' réparties sur la sphère divisées par leur distance r' au même point. Soit V la valeur constante du potentiel intérieur à la sphère, on aura

$$V = \sum \frac{m}{r} + \sum \frac{m'}{r'}.$$

L'analyse mathématique prouve que le problème est toujours possible, c'est-à-dire qu'il existe toujours une valeur V de cette somme de fonctions qui reste la même, quel que soit le point intérieur considéré. Nous pouvons simplifier beaucoup le calcul de cette constante en choisissant le centre de la sphère comme point par rapport auquel on effectue les sommations : toutes les distances r' deviennent égales à ρ , rayon de la sphère, et l'on a

$$V = \sum \frac{m}{r} + \frac{1}{\rho} \sum m'.$$

Mais la sphère étant, par hypothèse, non électrisée au début, et aucune quantité d'électricité ne lui ayant été cédée, elle possédera autant d'électricité positive que d'électricité négative, donc $\sum m' = 0$; il reste

$$V = \sum \frac{m}{r}.$$

Il en résulte que le *potentiel intérieur* de la petite sphère isolée est mesuré par la valeur du *potentiel extérieur* du conducteur électrisé rapporté au centre de la sphère.

On nomme, en effet, *potentiel extérieur* d'un conducteur, l'expression $\sum \frac{m}{r}$ dans laquelle les distances r sont comptées, non plus à un point intérieur comme précédemment, mais à un point extérieur. Le potentiel extérieur d'un conducteur électrisé n'est pas constant comme son potentiel intérieur ; il varie pour chaque point de l'espace, depuis la valeur V , qu'il possède à la surface et dans tout l'intérieur du conducteur, jusqu'à la valeur *zéro* qu'il prend pour les points situés à l'infini ; on doit donc toujours spécifier le point de l'espace par rapport auquel on considère le potentiel extérieur d'un conducteur donné.

Cette définition étant posée, l'expérience décrite plus haut nous

fournit précisément la définition et la détermination expérimentales du *potentiel extérieur* en chaque point de l'espace.

Considérons donc cette sphère qui, sans charge primitive, se trouve posséder comme potentiel intérieur la valeur même du potentiel extérieur du conducteur électrisé correspondant au point de l'espace où est placé son centre.

Si on éloignait cette sphère à une distance considérable, on la ramènerait au potentiel zéro, c'est-à-dire à son état primitif; mais si, avant de l'éloigner, on la met un instant en communication avec le sol, son état électrique sera complètement modifié : en effet, son potentiel intérieur devient nul, et la nouvelle équation d'équilibre est maintenant

$$0 = \sum \frac{m}{r} + \frac{1}{\rho} \Sigma m'.$$

Elle n'est plus à l'état naturel, elle est chargée d'une quantité d'électricité $M' = \Sigma m'$ telle que

$$\frac{M'}{\rho} = - \sum \frac{m}{r} = - V_e,$$

V_e étant le potentiel extérieur du conducteur électrisé correspondant au centre de la sphère dans la position qu'elle occupait au moment où on l'a mise en communication avec le sol.

Il en résulte que, si on éloigne cette sphère à une distance assez grande pour que l'influence du conducteur soit négligeable, son potentiel intérieur devient $\frac{M'}{\rho}$, c'est-à-dire égal et de signe contraire à V_e . On mesure M' par les moyens indiqués précédemment et on calcule la valeur de V_e .

La balance de Coulomb suffit donc pour résoudre le problème qu'on s'était proposé, à savoir la mesure en chaque point de l'espace du potentiel électrique produit par l'influence d'un conducteur électrisé : on désigne quelquefois par l'expression de *champ électrique* l'ensemble des points de l'espace où cette influence se fait sentir.

La règle pratique consiste donc à approcher une petite sphère isolée jusqu'au point désigné, à la mettre un instant en communication avec le sol et à l'éloigner à une distance suffisante en la main-

tenant isolée : le potentiel cherché s'obtiendra en divisant par le rayon de la petite sphère la quantité d'électricité prise en signe contraire qui se trouve alors répartie sur sa surface.

L'exemple que nous venons de traiter en détail est un type de l'analyse à employer dans l'étude des phénomènes de l'électrisation par influence. Malgré sa simplicité, il offre toutes les particularités que présenterait le cas général ; il montre bien dans quelle confusion on tombe nécessairement quand on ne veut pas recourir à la notion de potentiel. Ainsi, comment peut-on rendre compte des deux états que présente la sphère au milieu du champ électrique, avant et après sa communication avec le sol ?

Dans le premier cas elle a une charge nulle, et pourtant elle est au potentiel V ; dans le second elle a une charge M et un potentiel nul. C'est alors qu'on est obligé de parler d'*électricité dissimulée* qui n'a pas de *tension apparente*, laquelle doit être distinguée d'avec l'*électricité libre*, etc., qui possède une *tension*, etc., etc. Ces expressions, nées de la considération de faits réels mais mal analysés, sont absolument inexactes, sinon vides de sens, et doivent être bannies d'un enseignement sérieux ; nous ne saurions trop le recommander aux professeurs qui ont à cœur d'être clairs et précis dans l'exposition d'une théorie aussi simple que celle de l'électrostatique.

Remarque I. — La même méthode s'appliquerait à la détermination du potentiel intérieur d'un conducteur électrisé creux, s'il n'y avait pas pratiquement une impossibilité matérielle à introduire une sphère d'épreuve dans l'intérieur d'une surface fermée ; toutefois, au point de vue expérimental, on peut souvent, sans changer notablement les propriétés électriques d'un conducteur creux, y pratiquer des ouvertures, découper des parties mobiles, etc., en un mot adapter un certain nombre de dispositifs mécaniques qui rendent faciles des expériences matériellement impossibles. Sans vouloir entrer ici dans aucun détail, il suffira de dire que l'on peut toujours se rendre un compte approximatif de l'effet de ces altérations, en comparant le problème d'équilibre électrique qu'on veut résoudre au problème correspondant d'équilibre calorifique où l'on remplacerait la surface du conducteur électrisé par une surface échauffée : la conservation de la température correspond à la conservation du potentiel. On peut dès lors, sans calcul, apercevoir si l'altération des

conditions théoriques porte une atteinte grave au résultat qu'on a en vue ⁽¹⁾, et prévoir la forme des dispositifs à adopter pour corriger les défauts qu'on aurait fait naître.

Remarque II. — La méthode indiquée ne serait plus exacte si on l'appliquait à la détermination du potentiel en un point trop voisin de la surface du conducteur électrisé, parce qu'on ne pourrait plus négliger l'influence de la sphère d'épreuve sur la distribution électrique de ce dernier. Il y aurait donc lieu, théoriquement, d'appliquer une correction au résultat obtenu; mais, expérimentalement, la difficulté est beaucoup moins grave en général, à cause de la continuité complète que présentent les valeurs du potentiel, depuis la surface, où elle peut être déterminée avec exactitude, jusqu'aux points où la méthode précédente devient suffisamment approchée.

*Distinction pratique des deux éléments qui caractérisent
les phénomènes électriques.*

La simplification qu'introduit dans l'analyse des phénomènes électriques l'introduction de la notion de potentiel est mise hors de doute par tout ce qui précède. Toutefois on pourrait objecter que cette notion, basée exclusivement sur des considérations mathématiques, n'est qu'une conception abstraite, utile à la vérité pour simplifier le calcul, mais sans réalité physique. Quelques réflexions suffiront pour montrer qu'il n'en est rien, et que tout physicien peut à première vue distinguer la *qualité* de la charge d'un conducteur, sans la confondre avec la *quantité* de cette charge, au moins dans les cas les plus ordinaires.

Le caractère pratique auquel on peut juger la *qualité* d'une charge électrique, c'est l'aspect de l'étincelle de décharge, c'est-à-dire la réduction à zéro du potentiel d'un conducteur donné.

Une étincelle longue, grêle et peu brillante, caractérise la décharge d'une faible quantité d'électricité à un haut potentiel; telle est celle du plateau de l'électrophore, d'un bâton de résine bien sec

⁽¹⁾ Voir le Mémoire de M. Potier : *De la propagation de la chaleur et de la distribution de l'électricité*, p. 145.

frotté avec une peau de chat, d'une simple bande de papier séchée au feu et frottée sur un drap chauffé. Sans cette notion du potentiel, on serait très-embarrassé pour caractériser la nature des sources électriques comme celles qu'on vient de citer.

Au contraire, une étincelle courte, brillante, éclatant avec bruit, est le signe d'une charge forte en quantité, mais faible comme potentiel; c'est le cas des condensateurs ou batteries électriques.

Les machines électriques sont des sources qui fournissent des quantités indéfinies d'électricité; mais la *qualité* de leurs charges est limitée à une certaine valeur de potentiel qu'elles ne peuvent dépasser, absolument comme les sources de chaleur dont la température est limitée par la nature de l'action qui les produit. Les machines de Holtz et de Bertsch, si répandues depuis quelques années, ont sur les anciennes machines l'avantage de fournir des quantités d'électricité à un très-haut potentiel : on peut en juger par la longueur des étincelles qu'elles produisent. C'est grâce à cette propriété qu'on peut, avec ces machines, obtenir les effets les plus puissants. On s'en rend un compte immédiat en remarquant que les effets mécaniques ou calorifiques des décharges électriques sont proportionnels au produit de la charge d'électricité par le potentiel de cette charge, produit qui mesure justement le *travail mécanique* qu'il a fallu dépenser pour amener les masses électriques à ce potentiel. Cette considération nouvelle, que nous ne faisons qu'indiquer, suffit pour faire comprendre la fécondité de cette notion nouvelle et pour montrer le lien qu'elle introduit entre l'électrostatique et la thermodynamique.

En résumé, le but de ce travail sera rempli si les physiciens ont pu y trouver les éléments simplifiés de la théorie rationnelle de l'électricité statique. Cette théorie toute française, créée par Coulomb et développée par Poisson et Laplace, puis par Green et Gauss, méritait d'être moins oubliée qu'elle ne l'est actuellement dans l'enseignement en France; c'est un véritable devoir que de travailler à la remettre en honneur chez nous.